

修士論文

原子核乾板を用いた
ニュートリノ反応精密測定実験のための
大面積シンチレーショントラックの開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室
小田川 高大

2020年1月29日



概要

T2K 実験は J-PARC 加速器で生成したニュートリノビームを生成点直後の前置検出器、および 295 km 離れた後置検出器スーパーカミオカンデで観測することでニュートリノ振動の精密測定を行う長基線ニュートリノ振動実験である。現在、T2K 実験における系統誤差の大きな要因となっているのがニュートリノと原子核の反応の不定性であり、特に原子核内の複数の核子とニュートリノが反応する 2p2h 反応が問題となっている。2p2h 反応の終状態では低運動量の陽子が出てくるが、現在の前置検出器である ND280 では位置分解能が十分でなくこのような陽子はほとんど観測できない。そのため、2p2h 反応の存在や理論モデルには大きな不定性が残っている。

この問題を解決するために J-PARC において、原子核乾板を用いたニュートリノ反応精密測定実験である NINJA 実験が進行している。原子核乾板はサブミクロンという圧倒的な位置分解能を持つため、ND280 では観測できないような 200 MeV/c 程度の低運動量の陽子も捉えることが可能である。

原子核乾板は優れた位置分解能を持つ一方で時間分解能を持たず、実験中の全飛跡が蓄積されたデータを一度に解析する必要がある。そのため、下流のミュオン検出器と直接飛跡接続を行おうとすると、乾板内の飛跡候補が $O(10^4)$ 本ほどにもなりマッチングができない。マッチングができなければミュオンの運動の情報は何も得られないため、物理測定は難しい。NINJA 実験ではミュオン検出器より優れた位置分解能と時間情報を持ったトラックを間に配置することでこの問題を解決する。2019 年 11 月からの物理ランにおいては標的質量が前回ランの 4 kg から 75 kg へと大きくなったため、それに伴って 1 m × 1 m を覆う大面積のトラックを新たに開発する必要があった。

そこで我々は、プラスチックシンチレータのバーを相互に重ね合わせた新たなデザインのトラックを開発した。シンチレータのヒット情報に加えて非ヒット情報も積極的に活用することで、チャンネル数を 248 に抑えつつ要求される位置分解能 2.9 mm を達成する手法を開発し、シミュレーションを用いて実証した。また、物理測定に際してこのようなトラックを製作し、地上での宇宙線を用いた性能評価の後、インストールを行った。NINJA 実験は 2019 年の 11 月からおよそ 3 ヶ月間の物理ランを行い、現在は解析の準備が行われている。

本論文では、このトラックの開発について報告する。トラックのデザインの決定、製作、インストールを物理ランまでに行った。また、物理測定と並行して測定データの解析を行った。DAQ が期待通りに動いていることを確認し、また、トラックの基礎的な性能を ADC や multi hit TDC によって取得されたニュートリノビームのデータをもとに評価した。特に、2019 年 11 月 8 日に得られたデータを用いてトラックと Baby MIND の飛跡接続に成功し、99% の検出効率が達成可能であることを示した。

目次

| | | |
|--------------|------------------------------|-----------|
| 第 1 章 | ニュートリノ振動 | 1 |
| 1.1 | ニュートリノとは | 1 |
| 1.2 | ニュートリノ振動 | 1 |
| 1.3 | ニュートリノ振動実験とその最新の結果 | 3 |
| 1.4 | ニュートリノにおける未解決問題 | 4 |
| 第 2 章 | T2K 実験 | 6 |
| 2.1 | 概要 | 6 |
| 2.2 | ニュートリノビーム生成 | 6 |
| 2.2.1 | J-PARC | 6 |
| 2.2.2 | MUMON | 8 |
| 2.2.3 | Off-axis 法 | 8 |
| 2.3 | 前置検出器 | 8 |
| 2.3.1 | INGRID | 9 |
| 2.3.2 | ND280 | 10 |
| 2.3.3 | WAGASCI | 11 |
| 2.4 | 後置検出器: スーパーカミオカンデ | 12 |
| 2.5 | T2K 実験の現状 | 12 |
| 2.6 | T2K 実験の今後の課題 | 15 |
| 第 3 章 | ニュートリノ反応の測定と NINJA 実験 | 18 |
| 3.1 | ニュートリノと原子核の反応 | 18 |
| 3.2 | 2p2h 反応 | 21 |
| 3.3 | NINJA 実験 | 22 |
| 3.3.1 | 概要 | 22 |
| 3.3.2 | 原子核乾板 | 23 |
| 3.3.3 | 検出器 | 24 |
| 3.3.4 | これまでの NINJA 実験と物理ラン | 29 |
| 第 4 章 | シンチレーショントラッカーの開発 | 32 |
| 4.1 | トラッカーに要求される性能 | 32 |
| 4.1.1 | 位置分解能 | 32 |
| 4.1.2 | 大きさ | 35 |
| 4.1.3 | 検出効率 | 36 |
| 4.2 | トラッカーデザインと位置検出の原理 | 36 |

| | | |
|--------------|---------------------------------|-----------|
| 4.3 | トラックの構成要素 | 38 |
| 4.3.1 | プラスチックシンチレータ | 38 |
| 4.3.2 | 波長変換ファイバー | 39 |
| 4.3.3 | MPPC | 40 |
| 4.3.4 | EASIROC NIM モジュール | 43 |
| 4.3.5 | その他の部品 | 45 |
| 4.4 | ハードウェアの基礎特性の測定 | 50 |
| 4.4.1 | 低温環境下での MPPC の動作確認 | 50 |
| 4.4.2 | 宇宙線を用いたシンチレータの光学的クロストーク測定 | 54 |
| 第 5 章 | Geant4 による検出器シミュレーション | 58 |
| 5.1 | トラックの位置分解能評価 | 58 |
| 5.1.1 | JNUBEAM によるニュートリノビームラインシミュレーション | 58 |
| 5.1.2 | NEUT によるニュートリノ反応シミュレーション | 58 |
| 5.1.3 | Geant4 による検出器シミュレーション | 58 |
| 5.1.4 | トラックの位置分解能 | 59 |
| 5.2 | NINJA 実験全体のシミュレーション構築 | 65 |
| 第 6 章 | トラックの製作と性能評価 | 67 |
| 6.1 | トラックの製作 | 67 |
| 6.1.1 | シンチレータと波長変換ファイバーに関する作業 | 67 |
| 6.1.2 | シンチレータの接着 | 70 |
| 6.1.3 | MPPC とケーブルの接続 | 72 |
| 6.1.4 | トラックの完成 | 74 |
| 6.1.5 | その他の作業 | 75 |
| 6.2 | 組み立て後の MPPC の接続試験 | 75 |
| 6.3 | 組み立て後の宇宙線試験 | 76 |
| 第 7 章 | インストールとコミッショニング | 81 |
| 7.1 | インストール | 81 |
| 7.2 | 宇宙線コミッショニング | 82 |
| 7.3 | コミッショニングで見つかった問題点 | 85 |
| 7.3.1 | DAQ の問題 | 85 |
| 7.3.2 | 遮光の問題 | 85 |
| 7.3.3 | デッドチャンネル | 85 |
| 第 8 章 | 物理ランにおける測定と解析の現状 | 86 |
| 8.1 | 物理ランに向けた準備 | 86 |
| 8.1.1 | 遮光の強化 | 86 |
| 8.1.2 | トリガー閾値の決定 | 87 |
| 8.2 | トラックの運用 | 87 |

| | | |
|---------------|------------------------------------|------------|
| 8.3 | トラックデータの解析と飛跡接続 | 92 |
| 8.3.1 | Calibration constant の測定 | 92 |
| 8.3.2 | ADC のデータ確認 | 94 |
| 8.3.3 | Multi hit TDC のデータ確認 | 95 |
| 8.3.4 | イベントディスプレイと飛跡接続 | 97 |
| 8.4 | 測定データの解析のまとめ | 99 |
| 第 9 章 | 今後の展望 | 103 |
| 9.1 | NINJA 実験物理ラン | 103 |
| 9.2 | トラック | 103 |
| 9.3 | ニュートリノ反応解析 | 104 |
| 第 10 章 | まとめ | 108 |
| | 表目次 | 111 |
| | 図目次 | 113 |

第 1 章 ニュートリノ振動

本章では、本研究で扱う物理現象であるニュートリノ振動について簡単に述べる。

1.1 ニュートリノとは

ニュートリノは β 崩壊における電子のエネルギースペクトルが連続的であることを説明するため、1930 年に Wolfgang Ernst Pauli によって初めて提案された^[1]。その後、1956 年に Frederick Reines と Clyde Lorrain Cowan によって実際に原子炉からの反電子ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) が発見され^[2]、さらに 1962 年には Leon Max Lederman, Melvin Schwartz, Jack Steinberger によってミューニュートリノ (ν_μ) が発見された^[3]。現在までに、ニュートリノには各荷電レプトンのフレーバーに対応する三世代が存在することが明らかになっており^[4]、これらは (重力を除き) 弱い相互作用しかせず、標準模型では質量を持たないとされている。

1.2 ニュートリノ振動

標準模型においてはニュートリノは質量を持たないとされているが、1962 年に牧二郎、中川昌美、坂田昌一によってニュートリノが質量を持ち、時間変化とともにそのフレーバーを変えるニュートリノ振動という現象が提唱された^[5]。

ニュートリノが質量を持つとき、その質量の固有状態を $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$)、フレーバーの固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) で表し、フレーバーの固有状態を式 (1.1) のように質量の固有状態の混合状態として表すことができると仮定する。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

ここで $U_{\alpha i}$ は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata 行列 (PMNS 行列) と呼ばれるユニタリ行列の行列要素であり、一般に式 (1.2) のように表される。

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}s_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.2) \end{aligned}$$

c_{ij}, s_{ij} はそれぞれ $\cos \theta_{ij}, \sin \theta_{ij}$ を表し, θ_{ij} を混合角と呼ぶ. また δ は複素位相であり, $\delta \neq 0, \pi$ であればレプトンにおいて CP 対称性が破れることから CP 位相とも呼ばれる.

以下, 簡単のため二世代でのニュートリノ振動について考える. フレーバーの固有状態 $|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle$ は質量の固有状態 $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ の混合として, 式 (1.3) のように表せる.

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

質量の固有状態 $|\nu_i\rangle$ の時間発展はエネルギー E_i , 運動量 p_i を用いて式 (1.4) のように表せるので,

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i x)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.4)$$

これを用いてフレーバーの固有状態の時間発展は式 (1.5) となる.

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-im_1^2 L/2E_1} |\nu_1(0)\rangle \\ e^{-im_2^2 L/2E_2} |\nu_2(0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

ただし, L はニュートリノの飛行距離であり, ニュートリノが相対論的粒子であることから $t = L$, $p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i - m_i^2/2E_i$ という近似を用いた.

このとき, 時間 $t = 0$ においてフレーバー α で生成されたニュートリノが距離 L だけ飛行した後そのフレーバーを β として観測される確率 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ を考えると, 式 (1.6) のように混合角 θ と質量二乗差 $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$ を用いて表される.

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

これまでの議論からわかるようにニュートリノ振動はニュートリノが縮退していない有限質量を持たなくては起こらず, またレプトンフレーバーの保存を破るため, 標準模型の範疇では説明することができない現象である.

実際には, ニュートリノは3世代存在するため, 振動確率は式 (1.6) では不十分であり, 式 (1.7) のように表される.

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

1.3 ニュートリノ振動実験とその最新の結果

1960 年代, R. Davis らの Homestakes 実験によって初めて太陽ニュートリノが観測されたが [6], その値は太陽理論が予測する量の 30% に過ぎず「太陽ニュートリノ問題」として長年の謎であった. この問題を解決する一つの理論としてニュートリノ振動が早くから注目を浴びていたが, 最終的な決着には至らなかった.

ニュートリノ振動は 1998 年に初めてスーパーカミオカンデ検出器によって観測された [7]. スーパーカミオカンデにおいて大気ニュートリノの天頂角分布を求めたところ, ニュートリノ振動を仮定しない分布と比べて ν_μ が減少しており, これがニュートリノ振動によって説明できることが確認された (図 1.1).

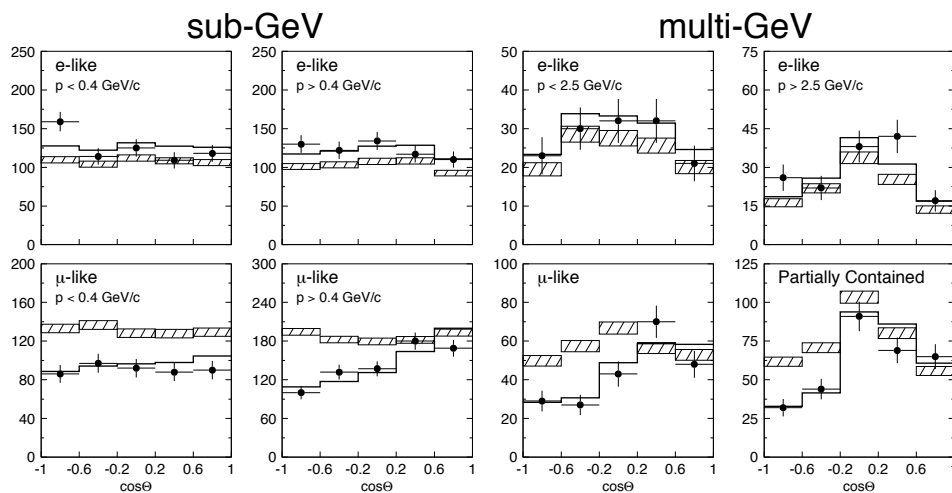


図 1.1: スーパーカミオカンデで観測された大気ニュートリノの天頂角分布 [7]. ニュートリノ振動を仮定しない斜線部の領域に対してデータ点は少ないイベント数を示している. 黒線はニュートリノ振動を仮定した際のベストフィットである.

その後, 太陽ニュートリノ (SNO 実験 [8] など) や加速器ニュートリノ (K2K 実験 [9] など) によってもニュートリノ振動によるニュートリノ観測数の変化が確認された. さらに, 2010 年には原子核乾板を用いた OPERA 実験によって $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 事象の直接観測が行われた (図 1.2) [10]. これらの観測事実により, ニュートリノが質量をもつことが明らかとなり, その後も多くの実験によりニュートリノ振動パラメータの測定が行われている. 現在の各振動パラメータの測定については以下の通りである [11, 12]. 測定結果については表 1.1 にもまとめた.

- $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$

スーパーカミオカンデや SNO における太陽ニュートリノ測定, および KamLAND などの原子炉ニュートリノ実験において $\sin^2 \theta_{12} = 0.297_{-0.16}^{+0.17}$, $\Delta m_{21}^2 = 7.37_{-0.16}^{+0.17} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ という値が測定されている (誤差は 1σ , 以下同じ).

- $\theta_{23}, |\Delta m_{32}^2|$

T2K 実験, NO ν A 実験などの加速器ニュートリノ実験および, スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ測定, IceCube-DeepCore でのニュートリノ測定などから, $\sin^2 \theta_{23} =$

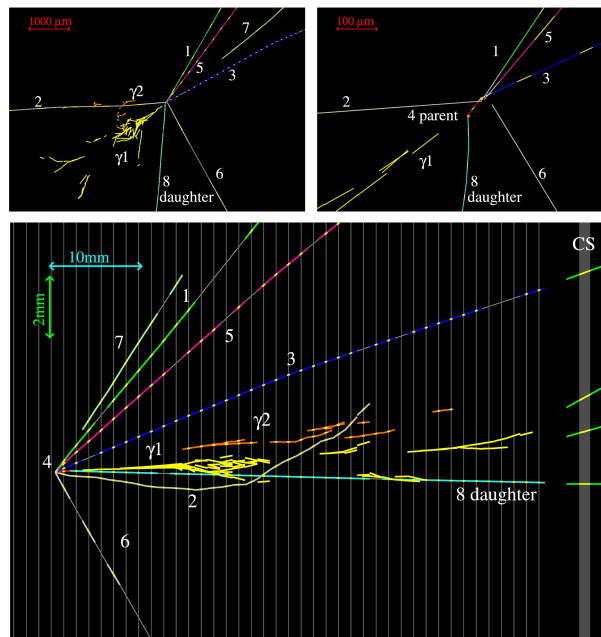


図 1.2: OPERA 実験によって初観測された ν_τ 出現事象候補のイベントディスプレイ [13]. 特に右上の図でわかりやすいが、赤い短い飛跡が ν_τ の CC 反応から出てきた τ である.

$0.425_{-0.15}^{+0.11}$ ($0.589_{-0.17}^{+0.16}$), $|\Delta m_{32}^2| = 2.56_{-0.03}^{+0.038}$ ($2.54_{-0.032}^{+0.034}$) $\times 10^{-3}$ eV² と測定されている (ただし後述する質量階層性について、括弧なしが正階層、括弧内が逆階層での値を表す). θ_{23} は現在もっとも測定精度が悪い混合角であるとともに、最大混合 ($\sin^2 \theta_{23} = 0.5$) の可能性も示唆されていることからさらなる精密測定が急がれている.

- θ_{13}

2011 年に T2K 実験によって初めて有限値が示唆された後 [14], RENO, Daya Bay, Double Chooz 実験などの原子炉ニュートリノ実験によって測定された. 現在, もっとも精度良く測られている混合角であり, その測定値は $\sin^2 \theta_{13} = 0.0215_{-0.0007}^{+0.0007}$ ($0.0216_{-0.0009}^{+0.0008}$) となっている.

- δ_{CP}

加速器ニュートリノ実験による電子ニュートリノ出現事象によって測定が行われている. T2K 実験は $\delta_{CP} \neq 0$ (または π) を 95% で示唆しているが, その値は未知のままである.

1.4 ニュートリノにおける未解決問題

ニュートリノ振動の発見により, ニュートリノが質量を持つことが明らかになったが, その質量の起源や混合の仕組みについてはまだまだ解明されていない. また, ニュートリノを通じてレプトンにおける CP 対称性の破れが明らかとなる可能性もある.

現在, 様々なニュートリノ振動実験によってニュートリノ振動パラメータの精密測定が行われており, 特に $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ の可能性が示唆されていることから, この測定は大きな興味の対象と

表 1.1: ニュートリノ振動パラメータの現在の測定値の best-fit^[11]. 括弧なしが正階層, 括弧内が逆階層での値を表す.

| ニュートリノ振動パラメータ | 現在の best-fit | Error (1σ) |
|--|-----------------------------|--|
| Δm_{21}^2 [eV ²] | 7.37×10^{-5} | 7.21-7.54 |
| $ \Delta m_{32}^2 $ [eV ²] | $2.56(2.54) \times 10^{-3}$ | 2.59-2.60 (2.51-2.58) |
| $\sin^2 \theta_{12}$ | 0.297 | 0.281-0.314 |
| $\sin^2 \theta_{23}$ | 0.425 (0.589) | 0.410-0.446 (0.417-0.448 \oplus 0.567-0.605) |
| $\sin^2 \theta_{13}$ | 0.0215 (0.0216) | 0.0208-0.0222 (0.0207-0.0224) |
| δ_{CP}/π | 1.38 (1.31) | 1.18-1.61 (1.12-1.62) |

なっている. また, δ_{CP} の測定を通して, レプトンにおける CP 対称性の破れを探索することで物質優勢宇宙の起源の解明につながるという議論もされており^[15], こちらも注目されるパラメータの一つである. δ_{CP} の測定は加速器ニュートリノ実験における ν_e 出現事象を用いて測定されるが, その振動確率に $\sin^2 \theta_{23}$ が現れることから δ_{CP} の決定においても θ_{23} の精密な測定が重要となっている.

さらに, ニュートリノ振動を用いて Δm^2 を測定することが可能だが, ニュートリノの質量固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 がどのような順序になっているかはわかっていない. 大気ニュートリノや加速器ニュートリノ振動実験においてはニュートリノ質量差 Δm_{32}^2 の絶対値はわかるものの符号はわからないため, ν_2 と ν_3 のどちらが重いかについては判別できない. 従って, 質量階層性と呼ばれるニュートリノの質量の順序には, $\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$ である正階層と $\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$ の逆階層の 2 つの可能性がある (図 1.3).

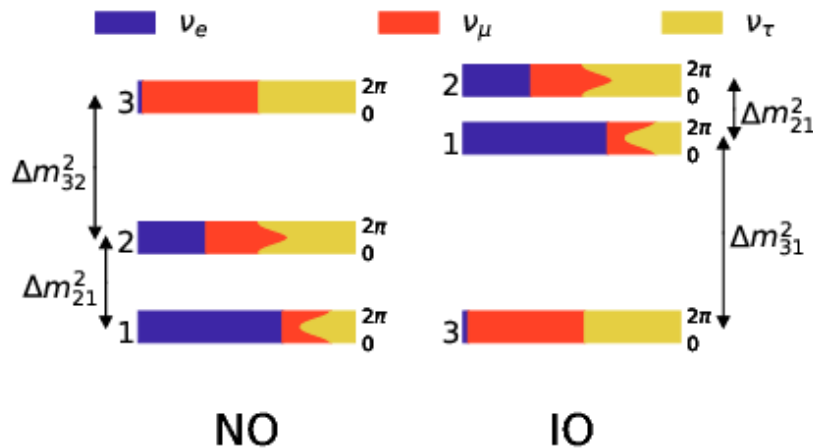


図 1.3: ニュートリノの質量固有状態の順序. 左が正階層 (Normal Order: NO), 右が逆階層 (Inverted Order: IO)^[16].

他にもニュートリノがディラック粒子かマヨラナ粒子か, PMNS 行列とクオークセクターを表す Cabibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列の間になんらかの関係があるのか, 弱い相互作用をしない第 4 のニュートリノであるステライルニュートリノが存在するかなどニュートリノには様々な謎が残されている. これらの謎を解明し, ニュートリノの質量の起源に迫り, さらに物質優勢宇宙や新たな物理を研究するために多くのニュートリノ実験が行われている.

第 2 章 T2K 実験

本章では、T2K 実験の概要と検出器、そして現状と展望について述べる。

2.1 概要

T2K (Tokai to Kamioka) 実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で生成されたニュートリノビームを生成点直後の前置検出器、および 295 km 離れた岐阜県神岡町にあるスーパーカミオカンデ (SK) で観測することでニュートリノ振動を測定する長基線ニュートリノ振動実験である (図 2.1)。T2K 実験は現在、 ν_μ 消失事象を用いた θ_{23} , $|\Delta m_{32}^2|$ の精密測定、および ν_e 出現事象を用いた δ_{CP} の測定を目的としている。

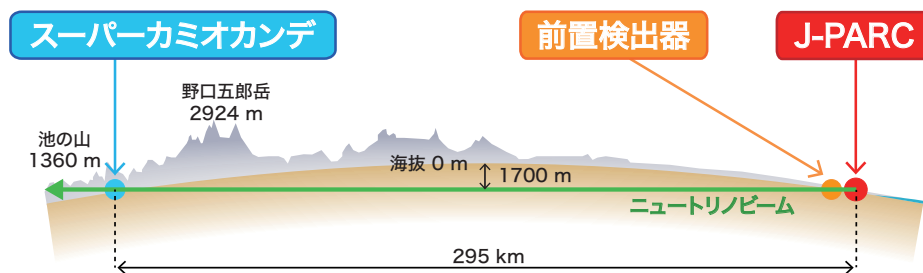


図 2.1: T2K 実験の概要図。茨城県東海村にある J-PARC で生成したニュートリノビームを西方 295 km 離れたスーパーカミオカンデへ照射している。

2.2 ニュートリノビーム生成

2.2.1 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は LINAC (LINear ACcelerator), RCS (Rapid Cycling Synchrotron), MR (Main Ring) の三種類の加速器からなる、茨城県東海村にある大型陽子加速器施設である (図 2.2)。

LINAC において 400 MeV まで加速された H^- が陽子に変換され、その後 RCS において 3 GeV, MR で 30 GeV まで加速され 2.48 s ごとにスピルと呼ばれる単位でグラファイト標的に入射される。各スピルは 4.1 μs の時間幅を持ち、さらに 8 つのバンチ構造を持つ。表 2.1 に陽子ビームの各パラメータを示す。



図 2.2: J-PARC の加速器群の概要 [17]. LINAC, RCS, MR の三種類からなり，陽子ビームを 30 GeV まで加速する。

表 2.1: J-PARC MR の陽子ビームのパラメータ

| パラメータ | 現在値 |
|----------|-----------------------------------|
| ビーム強度 | 505 kW |
| ビームエネルギー | 30 GeV |
| 陽子数 | $2.6 \times 10^{14}/\text{spill}$ |
| スピル間隔 | 2.48 s |
| バンチ数 | 8 |
| バンチ幅 | 58 ns |

グラファイト標的に入射された陽子は標的中で反応し， π 粒子を中心としたハドロンを生成する．生成した π 粒子を 3 台の電磁ホーンで収束し，標的下流にある 94 m のディケイボリューム中で式 (2.1) のように崩壊させる．

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

電磁ホーンの電流の向きを逆転させることによって，収束させる π 粒子の電荷を変えることができるため，ニュートリノもしくは反ニュートリノビームを選択的に取り出すことが可能である．ニュートリノビームを取り出すモードを FHC (Forward Horn Current) モード，反ニュートリノビームを取り出すモードを RHC (Reverse Horn Current) モードと呼ぶ．

2.2.2 MUMON

MUMON (MUon MONitor) はディケイボリューム終点のビームダンプを挟んだビーム軸上に設置された検出器であり, π 粒子の崩壊で生じた高エネルギーの μ 粒子を観測する^[18]. 式 (2.1) から分かる通り, π 粒子崩壊は二体崩壊であるため, μ 粒子のプロファイルを通じて, ニュートリノビームのプロファイルを測定することが可能である. 後述の INGRID と合わせてニュートリノビーム方向を監視する重要な検出器であるため, 半導体検出器とイオンチェンバーの二種類の検出器が独立に測定する仕組みとなっている.

2.2.3 Off-axis 法

T2K 実験は世界で初めて off-axis 法を用いたニュートリノ振動実験である. Off-axis 法とは検出器をニュートリノビーム中心軸からずらして配置する方法で (図 2.3), これによってエネルギー分布のより狭いニュートリノビームを用いることが可能となる.

π 粒子の崩壊は二体崩壊であり, ニュートリノのエネルギー E_ν は, π 粒子の質量 m_π , 運動量 p_π , エネルギー E_π , μ 粒子の質量 m_μ , π 粒子とニュートリノの運動量がなす角 θ_ν を用いて式 (2.2) のように書ける.

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{E_\pi - p_\pi \cos \theta_\nu} \quad (2.2)$$

したがって, θ_ν の値を大きくすることで, ある E_ν を取る p_π の範囲が広くなり, 図 2.4 のようによりエネルギー幅の小さいニュートリノビームを使用することが可能となる.

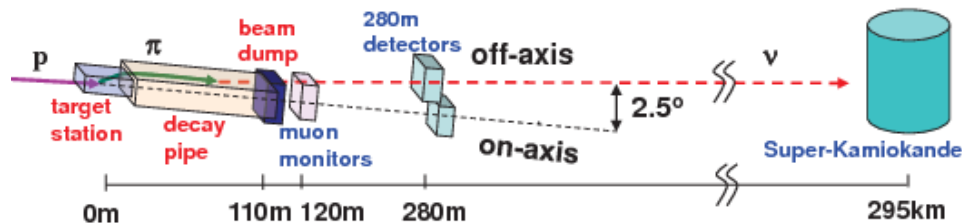


図 2.3: T2K ニュートリノビームラインの概要. 陽子ビームをグラファイト標的に入射して生成した π 粒子を, 電磁ホーンで収束させ, 崩壊で生じたニュートリノが 2.5° の off-axis で SK 方向に向かっている.

さらに, T2K 実験の興味の対象である $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確率, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 生存確率は図 2.4 のように E_ν に依存するので, これらが最大・最小になるような E_ν を選ぶことでニュートリノ振動の影響をよりはっきりと見ることが可能となる. T2K 実験では振動確率と基線長 $L = 295$ km という値を考慮に入れて, $E_\nu = 0.6$ GeV 付近となるように $\theta_\nu = 2.5^\circ$ としている.

2.3 前置検出器

前置検出器とは J-PARC 内, 標的から 280 m 下流にあるニュートリノ検出器であり, ビーム軸上にある on-axis 検出器, INGRID と後述するスーパーカミオカンデ方向にある off-axis 検出器, ND280 からなる (図 2.5).

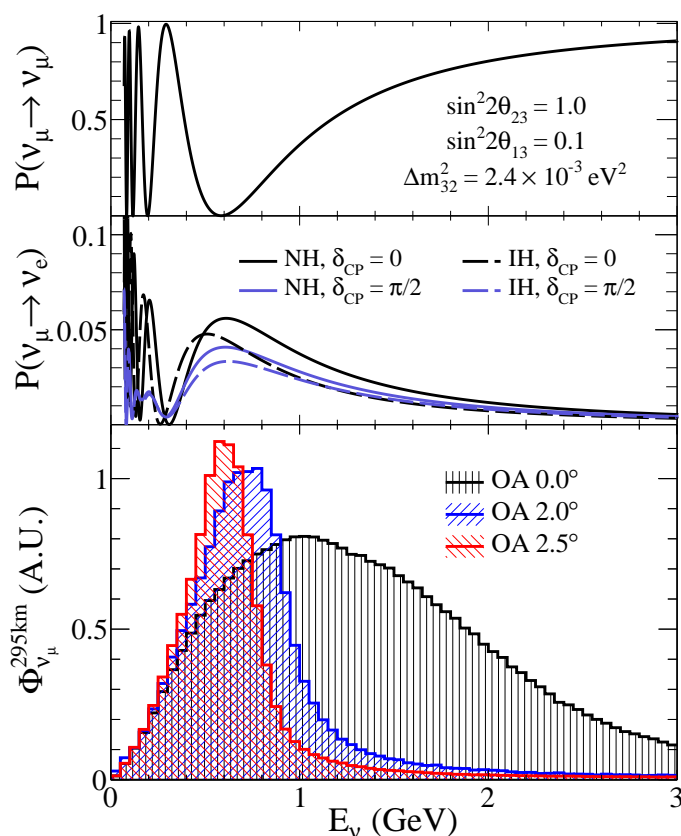


図 2.4: Off-axis 法によって得られるニュートリノビームのエネルギースペクトラム (下), T2K 実験では off-axis を 2.5° にすることでニュートリノ振動確率 (上, 中) が最小・最大になるようなエネルギーを選択している。

2.3.1 INGRID

On-axis 検出器である INGRID (Interactive Neutrino GRID, 図 2.6 左) は主にニュートリノビームのプロファイルを測定するために用いられる検出器である^[19]。鉛直・水平方向にそれぞれ 7 台ずつ設置された同一モジュール 14 台からなる検出器で、各検出器がニュートリノ反応標的である鉄 9 層とニュートリノ反応で生成された荷電粒子の飛跡検出のためのシンチレータ 11 層からなる。

各モジュールにおいてニュートリノ反応数を測定し、その値の分布からビーム方向を測定する。T2K 実験が採用している off-axis 法においてはニュートリノ方向を測定することが重要なため、INGRID 検出器は実験中の全期間にわたってニュートリノビームの方向を 0.1 mrad という精度 (要求精度は 1 mrad) で測定している。

なお、MUMON と INGRID はどちらもビーム方向を測定する重要な検出器であるが、MUMON が μ 粒子を用いて間接的ではあるがパンチごとのリアルタイムなビームプロファイルを測定しているのに対して、INGRID はニュートリノ反応数を用いて直接ニュートリノビームを測定する代わりに統計をためるのに一定の時間がかかる。図 2.7 にこれらの検出器が測定したイベントレートとビーム方向を載せる。

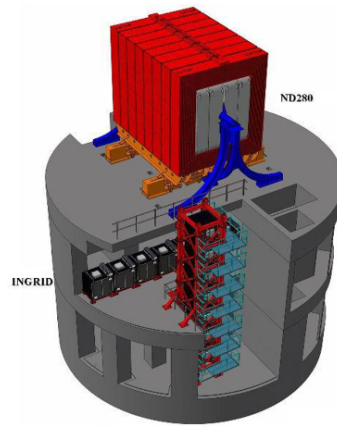


図 2.5: T2K 実験前置検出器ホール概略図. ビーム軸上 (on-axis) に INGRID が, SK 方向軸上 (off-axis 2.5°) に ND280 が設置されている.

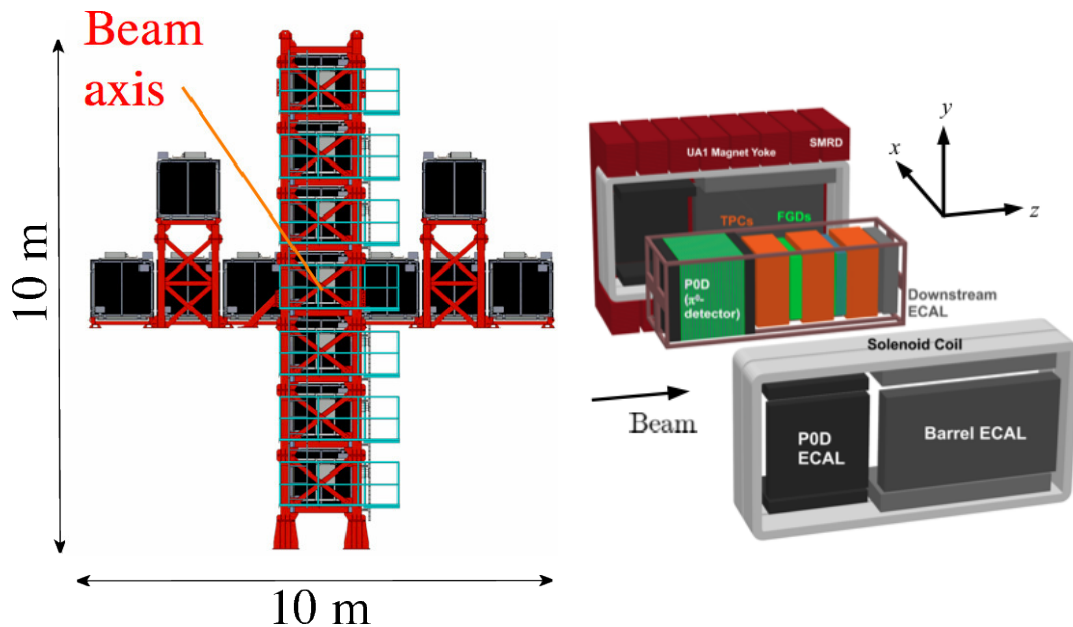


図 2.6: T2K 前置検出器, 左が on-axis 検出器 INGRID であり, 右が off-axis 検出器 ND280 である.

2.3.2 ND280

Off-axis 検出器である ND280 (図 2.6 右) は複数の検出器が電磁石のなかに配置された検出器群であり, ビーム方向から 2.5° ずれたスーパーカミオカンデ方向軸に設置されている. 振動前のニュートリノフラックスやニュートリノ反応測定を行い, その構成要素は POD (π^0 Detector)^[20], FGD (Fine Grained Detector)^[21], TPC (Time Projection Chamber)^[22], ECAL (Electromagnetic CALorimeter)^[23], SMRD (Side Muon Range Detector)^[24], そして UA1 ソレノイド磁石である.

このうち POD は ND280 アップグレード計画によって SFGD (Super Fine Grained Detector) と HA-TPC (High Angle Time Projection Chamber), TOF (Time Of Flight counter) に置き換えられることが決定している^[25].

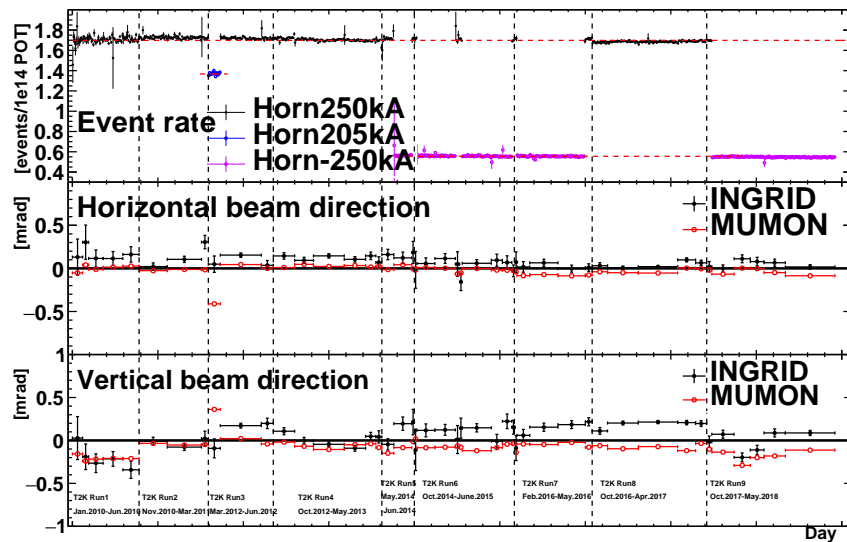


図 2.7: INGRID で測定されたイベントレート (上段) と MUMON および INGRID で測定されたニュートリノビームの方向 (中・下段). ビーム方向は T2K 実験の全期間において要求されている 1 mrad 以内で安定している.

2.3.3 WAGASCI

WAGASCI (Water Grid And SCIntillator) は前置検出器ホールの B2 フロア (off-axis で 1.5°) にあらたに設置されたニュートリノ反応検出器である. 3 次元の格子状に組み立てられたシンチレータとその内部を満たした水標的からなる WAGASCI モジュール, 大部分がプラスチックシンチレータのみからなるアクティブ標的検出器プロトンモジュール, およびそれらの検出器内で起こったニュートリノ反応由来のミューオンを検出するミューオン飛程検出器である Wall MRD と Baby MIND (Magnetized Iron Neutrino Detector) という 4 種類 6 台の検出器からなっている (図 2.8). WAGASCI モジュールの独自のシンチレータ構造と横方向を覆う Wall MRD によって大角度にもアクセプタンスがあり, ニュートリノ-水反応の詳細な理解を目的としている.



図 2.8: WAGASCI 実験. J-PARC のニュートリノ前置検出器ホールの B2 フロアに 4 種類の検出器がインストールされている.

2.4 後置検出器: スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (SK) は J-PARC から 295 km 西方の岐阜県神岡鉱山跡地に建設された世界最大の純水チェレンコフ検出器である [26]. 直径 39.3 m, 高さ 41.4 m のタンクの中に 50 kt の純水が蓄えられており, その中を通った荷電粒子によるチェレンコフ光を 11 129 本の光電子増倍管 (PMT: Photo Multiplier Tube) で検出する (図 2.9). また, さらにその外側には 1 185 本の veto 用の PMT が設置されている.

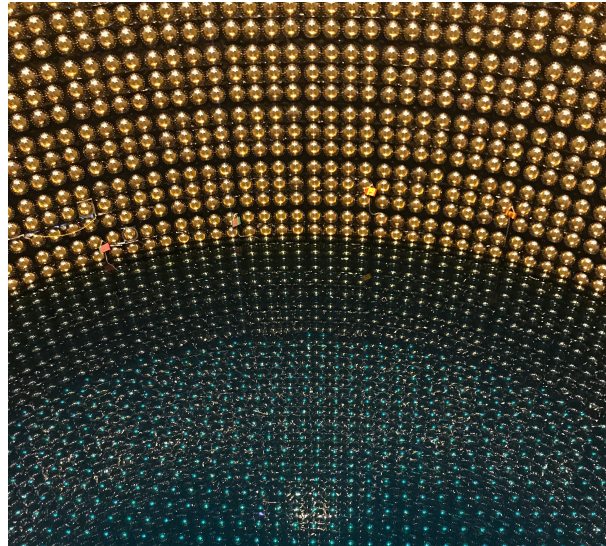


図 2.9: SK 内部の写真. 2018 年の改修工事の際に筆者が撮影したものである.

SK 内の水標的とニュートリノが反応し荷電粒子が生成されると, $\cos\theta = 1/n\beta$ (n は水の屈折率, β は荷電粒子の速さ) となるような方向に円錐状のチェレンコフ光を放射し, PMT で捉えることでリング状の信号が見える. この信号からニュートリノ反応が起こった位置, ニュートリノのエネルギー, 荷電粒子の方向などを再構成することができる. また, ニュートリノ反応で生成した μ, e について SK は非常に高い識別能力を持つ. これは, μ は水の中をまっすぐ進み綺麗なリングを作る一方で, e は電磁シャワーを起こすことによってリングがぼやけるからである. この違いを用いて, SK では μ と e について 99% の精度で識別を行うことが可能となっている (図 2.10).

T2K 実験では後述する CC 反応 (主には CCQE 反応) を用いてニュートリノ検出を行うため, μ と e の識別が ν_μ と ν_e の検出・識別に直結する. ニュートリノ振動実験においてはニュートリノのフレーバーを識別することが重要なため, SK の粒子識別能力は T2K 実験において必要不可欠である.

2.5 T2K 実験の現状

T2K 実験は 2010 年から物理測定を開始し, 2019 年末時点において 3.4×10^{21} P. O. T. (protons on target: 標的に衝突した陽子の数) のデータを取得している (図 2.11). これは T2K 実験が J-PARC に当初要求した量, 7.8×10^{21} P.O.T. の 44% にあたる. 2013 年には世界で初めて ν_e 出現事象を発見し (7.3σ)^[14], これまで θ_{23} , δ_{CP} を世界最高精度で測定・制限してきた.

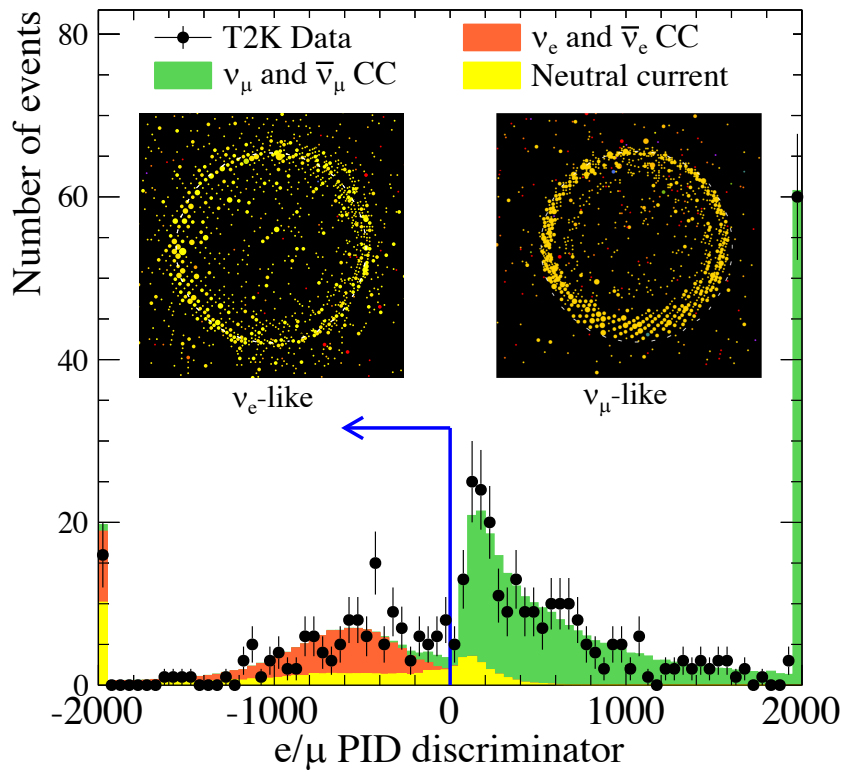


図 2.10: SK における PID. チェレンコフリングの綺麗さによって μ/e の識別が可能である [27].

T2K 実験において θ_{23} は $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ 消失事象解析によって求められる. $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 生存確率は式 (2.3) のように表される.

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - (\cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} + \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right) \quad (2.3)$$

θ_{13} は原子炉ニュートリノ実験によって精度良く測定されるので, その値を用いる. したがって, SK において振動後の ν_μ 事象数を観測し, 振動前と比較することによって θ_{23} を測定することが可能である.

現在, T2K 実験は 3.13×10^{21} P.O.T. の統計量を用いて世界最高精度で θ_{23} を測定しており, その測定値は $\sin^2 \theta_{23} = 0.53_{-0.04}^{+0.03}$ と最大混合を示唆している [27].

次に, δ_{CP} についてだが, こちらは $\nu_e, \bar{\nu}_e$ 出現事象を解析することによって制限, ひいては測定することが可能である. $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, または $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の振動確率には様々な項が含まれており, その中に $\sin \delta_{CP}$ に比例する CP 非保存項が存在する. したがって, いずれかの確率を詳細に測定することによって, δ_{CP} を求めることができる. さらに式 (2.4) のように $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ と $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ の真空中での振動確率の差を取ると, δ_{CP} が現れない主要項や CP 保存項は打ち消し合う. これによ

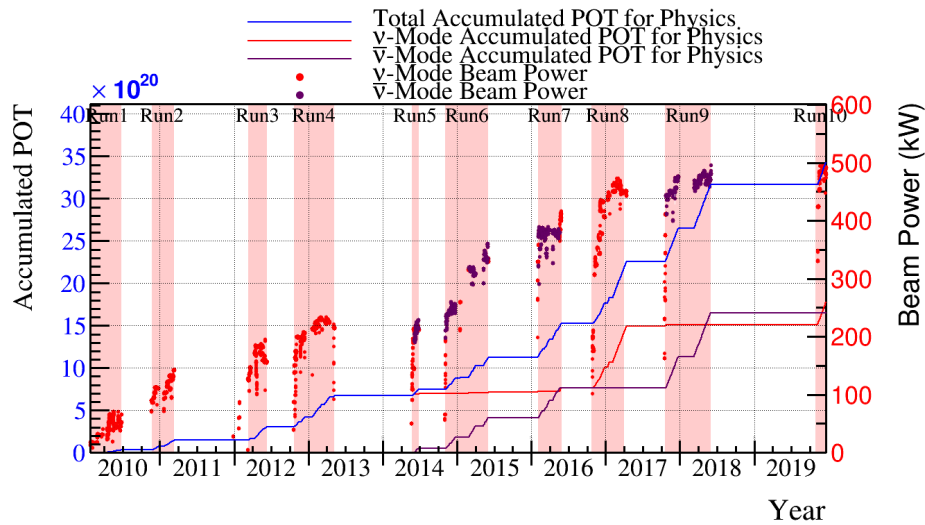


図 2.11: T2K 実験のこれまでの P. O. T. とビーム強度. 実線が蓄積した P. O. T. を表し, 赤色が FHC モード, 紫色が RHC モード, 青色が合計を表す. 各点はビーム強度を表し, 2019 年末時点ではそれぞれ 3.5×10^{21} P. O. T. および 500 kW 程度である.

り, その他の影響の少ないレプトンにおける CP 対称性の破れの測定が可能となる.

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = 2 \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin \delta_{\text{CP}} \times \sin \left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E} \right) \sin \left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E} \right) \sin \left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E} \right) \quad (2.4)$$

現在, T2K 実験はレプトンにおける CP 対称性の破れ ($\delta_{\text{CP}} \neq 0, \pi$) を 95% の確度で示している (図 2.12).

いずれの解析においても SK におけるニュートリノ候補イベントから $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 生存 (もしくは $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動) 確率を求めることが必要である. 図 2.13 に T2K が測定した ν_μ, ν_e 事象のエネルギースペクトルを載せる. このような確率は式 (2.3), (2.4) のようにニュートリノのエネルギーに依存するため, 反応由来の荷電粒子からニュートリノエネルギーを再構成することが非常に重要となる. したがって, 反応の終状態の粒子がどのようなモデルに従い, どのような分布を持つかということを詳しく理解することが精密な振動解析の一つの大きな鍵となっている.

T2K 実験によって求められている振動パラメータの最新の測定値を表 2.2 に示す.

表 2.2: T2K 実験におけるニュートリノ振動パラメータの現在の測定値の best-fit^[27]. T2K 実験が現在主な測定対象としている値のみ掲載する. 括弧なしが正階層, 括弧内が逆階層での値を表す.

| ニュートリノ振動パラメータ | 現在の best-fit |
|--|---|
| $ \Delta m_{32}^2 $ [eV ²] | $(2.45 \pm 0.07) \times 10^{-3}$ |
| $\sin^2 \theta_{23}$ | $0.53_{-0.04}^{+0.03}$ |
| δ_{CP} | $-1.89_{-0.58}^{+0.70}$ ($-1.38_{-0.54}^{+0.48}$) |

2.6 T2K 実験の今後の課題

T2K 実験はこれまで世界最高精度で振動パラメータを測定してきたが、とくに δ_{CP} の測定においては統計誤差が支配的である。そのため、統計量の増加のために J-PARC のビーム増強^[28]、および後置検出器の質量の増加といった計画が考えられている。

1 つ目のビーム増強については、2021 年に J-PARC の MR の電源アップグレードが行われ、ビームの繰り返し周期を短くすることで現在の 500 kW から 750 kW までビーム強度を高める計画がすでに進められている。その後も段階的にビーム強度は増強され 2028 年までには 1.3 MW のビームが得られる計画である。また、電磁ホーンについても現在の 250 kA から 320 kA まで電流を高めることで π 粒子をより収束させ、10% のフラックスの増加が見込まれている。

2 つ目の後置検出器については、SK の有効体積を増やすためにさまざまな解析手法が開発されており、さらに SK の約 10 倍の有効体積を持つハイパーカミオカンデ計画^[29] が進行中である。

一方で、統計量が増加するにつれ現在 5-9% 程度ある系統誤差についても考慮が必要となる。また、 ν_μ 事象を用いる θ_{23} , Δm_{32}^2 測定については統計量がそれなりに多いため、すでに系統誤差の削減を考えることに大きな意味がある。表 2.3 は現在の T2K 実験における系統誤差の一覧である。ここで FSI, SI, E_b については次章で触れる。PN は photonuclear effect と呼ばれる γ と原子核の相互作用による系統誤差である。このなかでとくに大きな誤差はフラックスと反応断面積によるものであり、このうちフラックスについては外部実験 NA61/SHINE 実験の新たなデータを用いることで向上が期待される。その後、もっとも大きな誤差となってくるのが反応断面積によるものであり、T2K 実験では WAGASCI 実験や ND280 アップグレード計画によってこの系統誤差を削減することを目指している。

本研究では、これらの計画とは異なるアプローチで反応断面積の精密測定を行い、T2K 実験の系統誤差の削減に寄与することを目指す NINJA 実験において、その検出器開発と測定を行う。

表 2.3: T2K 実験における振動解析の系統誤差の一覧 (値は%)^[30].

| Error type | ν_μ | $\bar{\nu}_\mu$ | ν_e | $\bar{\nu}_e$ | $\nu_e 1\pi$ |
|-------------------------------------|-----------|-----------------|---------|---------------|--------------|
| SK Detector | 2.40 | 2.01 | 2.83 | 3.80 | 13.15 |
| SK FSI + SI + PN | 2.21 | 1.98 | 3.00 | 2.31 | 11.43 |
| Flux & Xsec constrained | 3.27 | 2.94 | 3.24 | 3.10 | 4.09 |
| E_b | 2.38 | 1.72 | 7.13 | 3.66 | 2.95 |
| $\sigma(\nu_e)/\sigma(\bar{\nu}_e)$ | 0.00 | 0.00 | 2.63 | 1.46 | 2.61 |
| NC1 γ | 0.00 | 0.00 | 1.09 | 2.60 | 0.33 |
| NC other | 0.25 | 0.25 | 0.15 | 0.33 | 0.99 |
| Oscillation | 0.03 | 0.03 | 2.69 | 2.49 | 2.63 |
| Total | 5.12 | 4.45 | 8.81 | 7.13 | 18.38 |

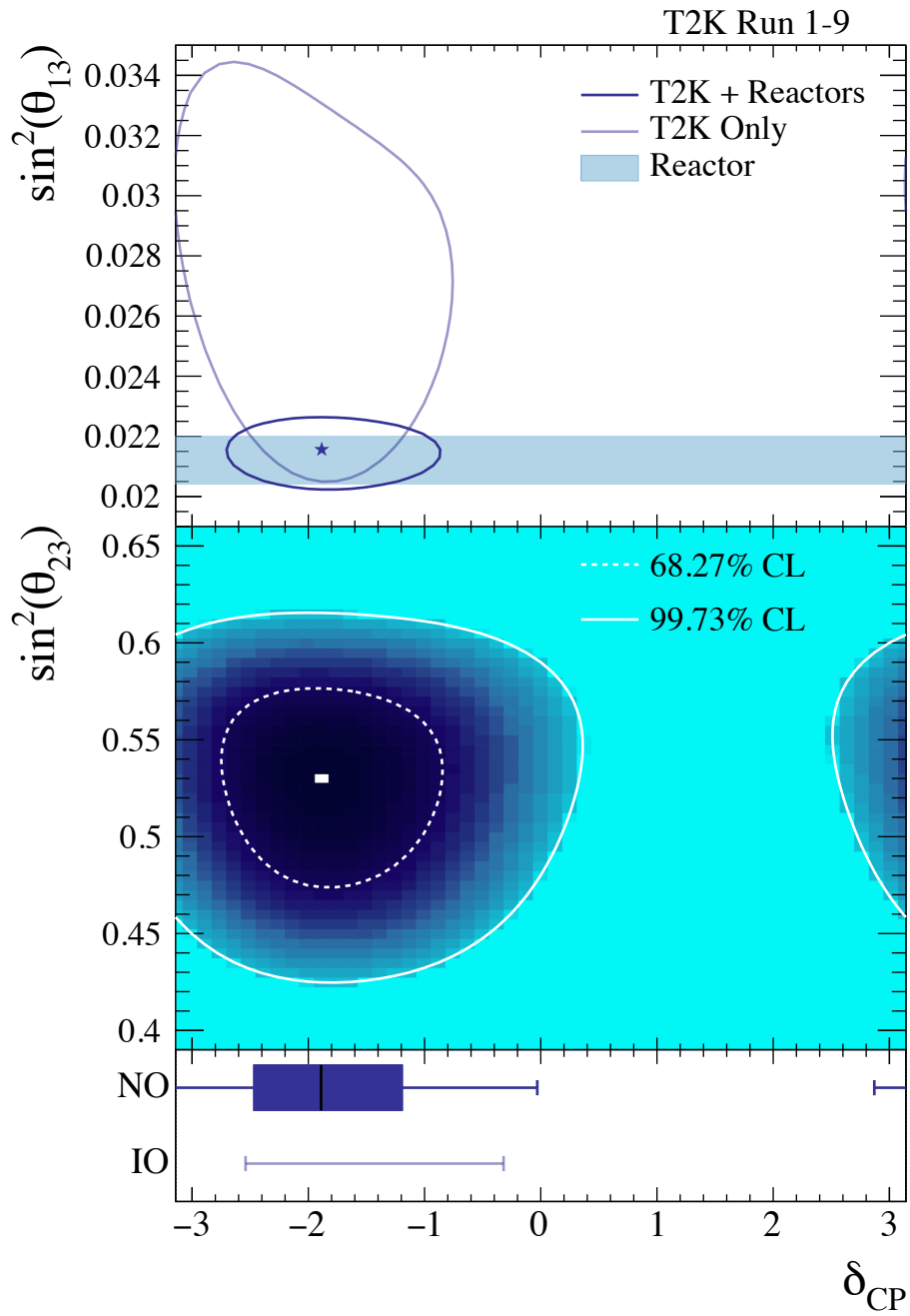
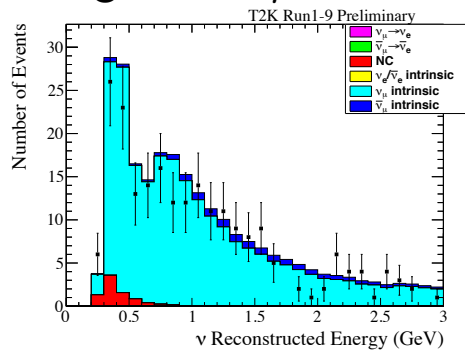


図 2.12: T2K 実験における δ_{CP} と混合角の測定結果 [27]. それぞれ上が $\sin^2 \theta_{13}$, 下が $\sin^2 \theta_{23}$ と δ_{CP} との確度分布であり, $\sin^2 \theta_{13}$ については原子炉実験の結果も用いている.

1-ring CCQE- μ -like



1-ring CCQE-e-like

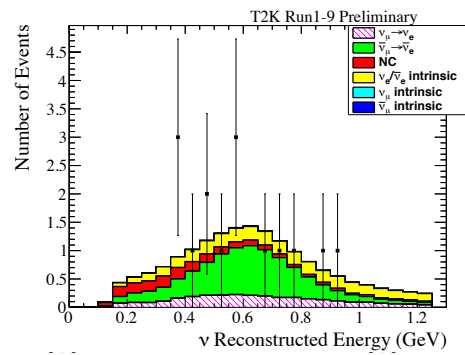
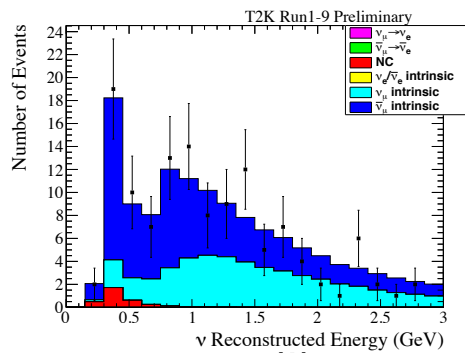
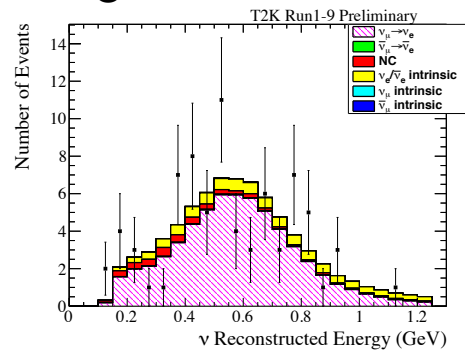


図 2.13: T2K 実験におけるニュートリノエネルギーのスペクトル。左が $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ 生存事象を表し、右が $\nu_e, \bar{\nu}_e$ 出現事象を表す [27]。

第3章 ニュートリノ反応の測定とNINJA実験

本章では、T2K実験の系統誤差の主要因であるニュートリノと原子核の反応について説明した後、その精密な測定を目的とした原子核乾板実験であるNINJA実験について述べる。

3.1 ニュートリノと原子核の反応

ニュートリノと原子核の反応には大きく分けて W^\pm ボソンによって媒介され、終状態に荷電レプトンが含まれる荷電カレント (CC: Charged Current) 反応と Z ボソンによって媒介され、終状態にニュートリノが含まれる中性カレント (NC: Neutral Current) 反応がある。

そのうち、T2K実験では式 (3.1) で表される CCQE (Charged Current Quasi Elastic) 反応を主な信号とする (図 3.1)。

$$\nu_l + N \rightarrow l + N' \quad (3.1)$$

ここで l は荷電レプトンであり、 N, N' は核子である。図 3.2 を見てもわかるとおり、CCQE 反

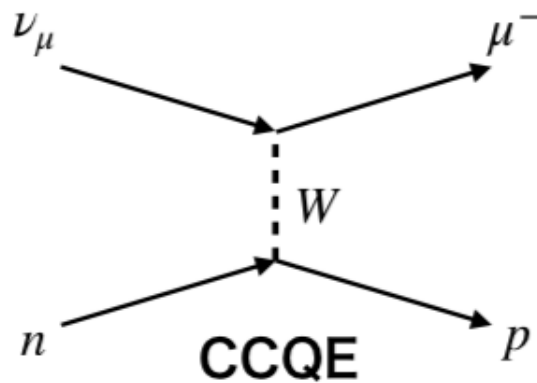


図 3.1: CCQE 反応のダイアグラム。

応は T2K 実験のニュートリノエネルギー領域である 1 GeV 付近で反応断面積が最も大きく支配的なモードであり、二体反応であることから終状態の粒子の運動を用いてもとのニュートリノエネルギーを再構成することが可能である。

CCQE 反応を仮定することで、観測された反応由来の荷電レプトンの散乱角 θ_l と運動量 p_l , エネルギー E_l を用いて、ニュートリノエネルギー E_ν を式 (3.2) のように求めることができる。

$$E_\nu = \frac{(m_N - E_b)E_l - m_l^2/2}{(m_N - E_b) - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (3.2)$$

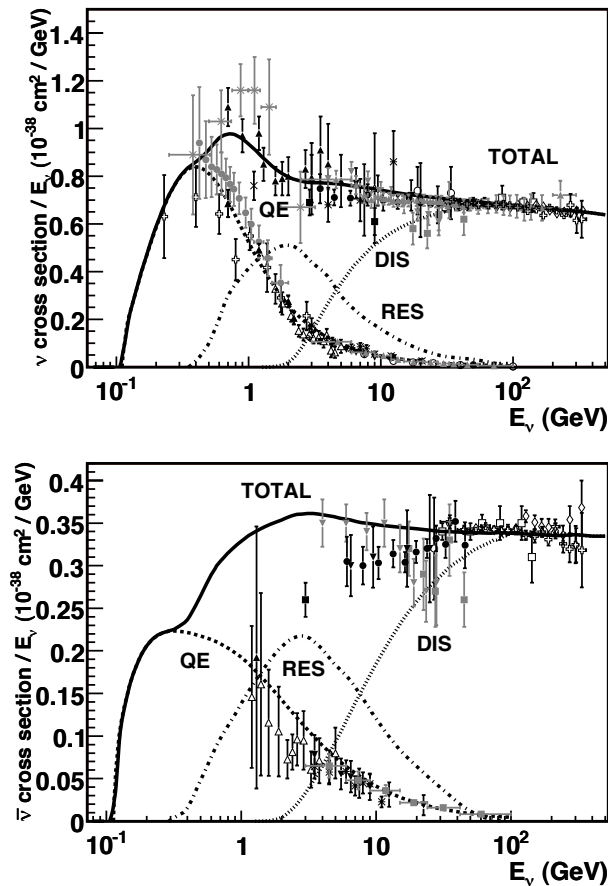


図 3.2: ニュートリノ反応断面積, T2K 実験ではニュートリノのエネルギーが1 GeV 付近であるため主に CCQE を用いてニュートリノエネルギーを再構成する [31].

ここで m_l, m_N はそれぞれ荷電レプトンと核子の質量である。また, E_b は束縛エネルギーと呼ばれ, 核子を原子核内に束縛しているエネルギーである。振動確率はニュートリノのエネルギーに依存するため, 振動パラメータの精密測定のためにもエネルギーの再構成は極めて重要である。

一方, CCQE 反応と異なる反応として例えば以下のようなモードが存在する。

- CCRES (CC Resonance)

ニュートリノと原子核内の核子が共鳴を起こすと式 (3.3) のように中間状態として主に Δ 粒子が生成され, その後, 核子と π 粒子や γ に崩壊するような反応が起こる。

$$\nu_l + N \rightarrow l + (\Delta^{++} \text{ など}) \rightarrow l + \pi \text{ (or } \gamma) + N' \quad (3.3)$$

この反応は π 粒子や γ を検出しなかった場合 CCQE と同じように見えるため, T2K 実験において反応の不定性の一因となっている。なお, 反応モードが Δ 粒子を中間状態とする CCRES であるとわかっている場合, E_ν は式 (3.2) において m_N を Δ 粒子の質量 $m_\Delta = 1232 \text{ MeV}/c^2$ に置き換えることで求められる。

- CCCOH (CC Coherent)

式 (3.4) のようにニュートリノが原子核とコヒーレントに反応した場合、CCRES と同様に π 粒子が放出され、この π 粒子を検出できなかった場合に CCQE と間違える。

$$\nu_l + A \rightarrow l + \pi + A \quad (3.4)$$

ここで A は原子核を表す。この反応は原子核とのコヒーレントな反応であるため、ニュートリノと原子核の間を飛ぶカレントのド・ブロイ波長も原子核の大きさ程度である。したがって、核子との反応である CCQE や CCRES に比べてカレントが運ぶ運動量移行が相対的に小さく、生成したレプトンは元のニュートリノの方向に飛びやすい。

- CCDIS (CC Deep Inelastic Scattering)

ニュートリノのエネルギーが 1 GeV を超えてくるとカレントのエネルギーも大きくなるためド・ブロイ波長はさらに短くなり、ニュートリノと核子内のパートンとの反応が顕著となる。このような反応においては、式 (3.5) のように終状態に多数のハドロンが含まれる深非弾性散乱 (DIS) が支配的である。

$$\nu_l + N \rightarrow l + \text{hadrons} \quad (3.5)$$

DIS では多数の飛跡が検出されるため、CCQE と誤認することは多くない。

- NC (Neutral Current)

ニュートリノが Z ボソンを介して相互作用する反応を NC 反応と呼ぶ。たとえば式 (3.6) で表される反応は NCE (NC Elastic) 反応である。

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N \quad (3.6)$$

NC 反応においては一般に荷電レプトンが終状態に含まれないため、CCQE と誤認することは多くない。ただし、NC 反応によって π^0 粒子が生成した場合、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ によって電磁シャワーを起こし、 ν_e の CCQE 反応と誤認する可能性がある。したがって、 ν_e 解析においてはこのような反応が背景事象となりうる。

これらの反応をきちんと理解することで振動パラメータ測定における系統誤差を削減することが求められている。

なお、このような内部の物理的な過程によって反応モードを分類することは、物理モデルに依存せざるを得ない。たとえば、核子の束縛エネルギーやフェルミ運動量 p_F で反応の始状態における核子は運動しており、実際にはその効果が終状態の粒子に関わってくる。こういった核子の運動には様々なモデルが存在するため、終状態の粒子の運動を始状態の粒子に焼き直すことは単純なことではない。また、後述する核子の多体効果や Final State Interaction (FSI) と呼ばれるニュートリノ反応後に原子核内部で受ける効果、Secondary Interaction (SI) と呼ばれる原子核から放出された核子が観測されないまま検出器内で反応してしまう効果もモデルに依存せざるを得ないため、ニュートリノ反応を内部の過程で分類すると観測結果が示唆するものがモデルごとに異なってしまう。こういった影響をなるべく減らすために、T2K 実験の反応測定においては基本的にそ

の終状態における粒子の数によってモードを分類する方針がとられている。例として、終状態に π を 1 つ、 p を 1 つ含むような CC 反応であれば、 $CC1\pi1p$ のように、 p を 2 つ含むような CC 反応であれば $CC2p$ (もしくは明示的に $CC0\pi2p$) のように書く。

3.2 2p2h 反応

2009 年に MiniBooNE 実験, NOMAD 実験, LSND 実験の ν_μ CCQE の結果に乖離が見られることが示された (図 3.3)^[32]. 1 GeV 付近のニュートリノエネルギー領域において CCQE が予想する分布のみではこれらの実験結果を統一的なモデルで説明することができない. NOMAD の測定では荷電レプトンと陽子の 2 本のトラックがあるようなイベントと荷電レプトンの 1 本のトラックのみがあるようなイベントをどちらも解析に用いているのに対し, MiniBooNE では荷電レプトンのトラックのみを用いている. そのため, この乖離を説明するためには反応に関与する核子への理解が必要であると考えられている. 特に, 原子核内で核子が中間子を交換する Meson Exchange Current (MEC) と呼ばれる反応のうち, 図 3.4 で表される 2p2h という反応が注目を集めている. 2p2h 反応は電子散乱において確認されていること^[33] もあり, その存在がほぼ確実視されているがこれまでニュートリノ反応においては統計的に有意に確認されてこなかった.

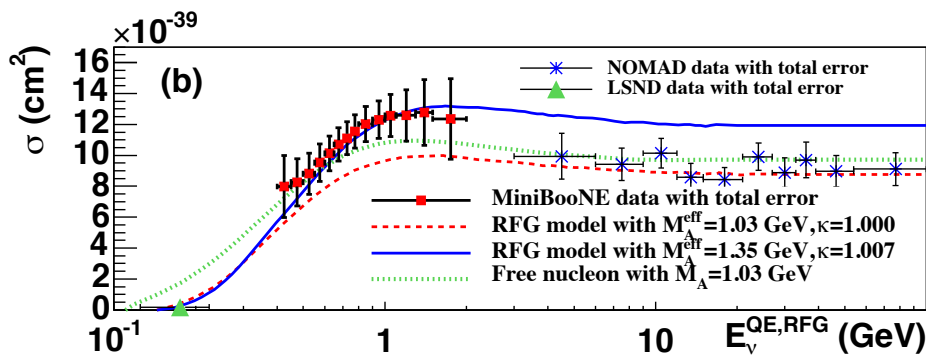


図 3.3: MiniBooNE と NOMAD, LSND の CCQE 反応測定結果. NOMAD が測定する高エネルギー側と MiniBooNE が測定する低エネルギー側で整合するモデルが異なる.

2p2h 反応では始状態に原子核内の 2 つの核子が関与しており, したがって終状態にも主に 2 つの核子が散乱される. 2p2h 由来の陽子の運動量は低く, 数百 MeV/c 程度と考えられているが, SK においてはこのような陽子はチェレンコフ閾値 (~ 1 GeV/c) をめったに超えないためほとんど検出されず, 2p2h と CCQE を識別することはできない. また, 既存のプラスチックシンチレータを用いたニュートリノ反応検出器 (たとえば ND280) では, 現実的なチャンネル数で大質量を確保する必要がある都合上, 位置分解能は $O(\text{cm})$ 程度である. 数百 MeV/c の陽子が残す飛跡は数 cm 程度なため, この位置分解能で飛跡をきちんと検出することは難しい. 2p2h の理論モデルは複数提案されており^[34, 35], それぞれが予想する反応断面積には図 3.5 のような大きな違いがあるが, 以上の理由で実験データがないためどのモデルが正しいか判断することができていない.

2p2h を CCQE と誤ると, 陽子が持ち去った運動量を考慮せずにニュートリノエネルギーを再構成する事になってしまう. 振動確率はニュートリノエネルギーの関数であるため, 2p2h のモデ

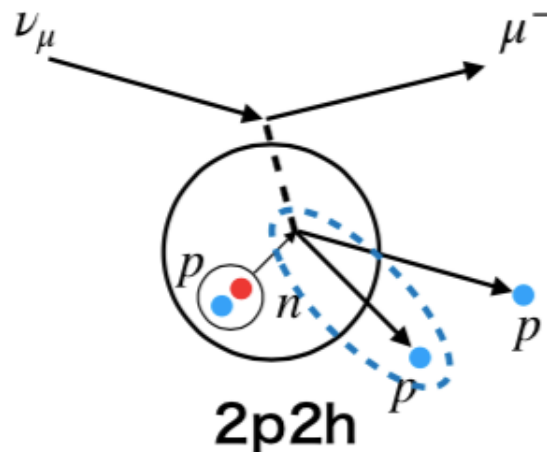


図 3.4: 2p2h 反応. 2p2h 反応から出た低運動量の陽子を観測することができなければ CCQE と 2p2h の 2 つのモードは区別できない.

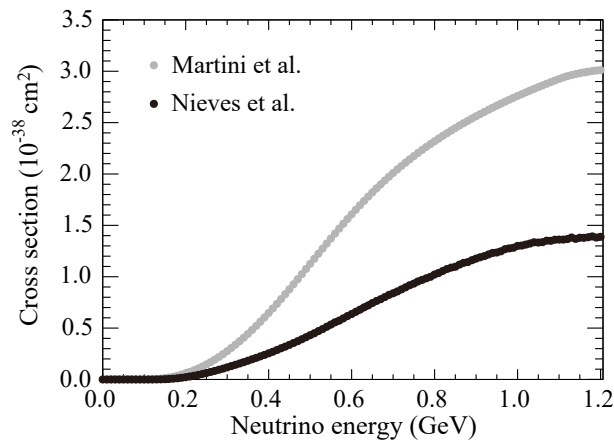


図 3.5: 2p2h のモデルによる違い. Nieves モデル [34] と Martini モデル [35] で断面積が最大 2-3 倍違う.

ルの不定性は振動パラメータの測定において大きな系統誤差になっている. この不定性を抑制するためには低運動量の陽子まで含めた反応由来の粒子を詳細に観測することが必要である. 短い飛跡を検出するため, 既存の検出器よりさらに位置分解能の良い検出器を用意し, ニュートリノ反応を精密に測定することが求められている.

3.3 NINJA 実験

3.3.1 概要

NINJA (Neutrino Interaction research with Nuclear emulsion and J-PARC Accelerator) 実験はサブミクロンの位置分解能を持つ原子核乾板と J-PARC の大強度ニュートリノビームを用いて低エネルギー ($E < 1$ GeV) 領域でのニュートリノ反応精密測定を行う実験である.

先述の通り T2K 実験を始めとしたニュートリノ振動実験において振動パラメータを精密に測定するためには, ニュートリノ-原子核反応のモデルを決定することが重要である. NINJA 実験で

は原子核乾板の非常に高い位置分解能を用いて、従来の水標的検出器では不可能な 200 MeV/c までの低運動量陽子を観測することが可能である (図 3.6). また, 図 3.6 では陽子に対するアクセプタンスは考慮されていないが, 後述するように原子核乾板は非常に大きなアクセプタンスを持つため, 運動量閾値を超えるような陽子をほとんどすべて捉えることができる. 2p2h 反応では低

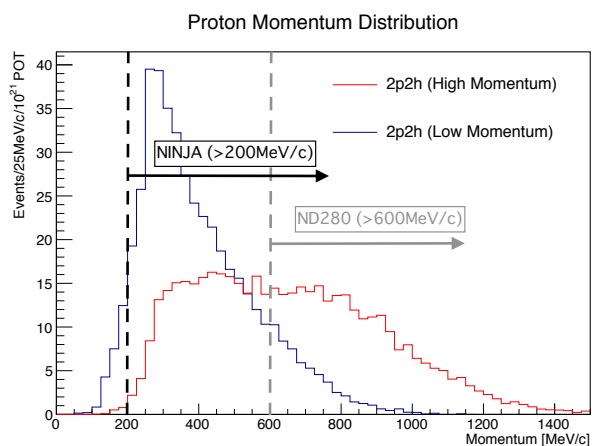


図 3.6: NINJA と ND280 が検出できる陽子の運動量閾値. ND280 が検出できる陽子は 600 MeV/c 程度なのに対して, NINJA では 200 MeV/c までを検出でき, 2p2h イベントが多く含まれると期待される $CC0\pi2p$ 事象の陽子も多く検出することが可能である. 陽子のアクセプタンスは考慮されていないが, 後述するように原子核乾板は大きなアクセプタンスを持つため, 反応由来の陽子をほとんどすべて捉えることが可能となる. 赤線が $CC0\pi2p$ として観測される 2p2h 反応由来の運動量が高い方の陽子の, 青線が低い方の陽子の分布を表している.

運動量の陽子が複数本観測されることが期待できるため, NINJA 実験によって 2p2h 反応のモデルの不定性を解消し, T2K 実験における系統誤差を削減することが可能であると考えられる.

また, 従来の電子ニュートリノ反応の測定においては $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 由来の $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ が背景事象となるが, NINJA 実験では高位置分解能を用いて $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ と $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ の識別が可能である. 特に, 後述する ECC はビーム方向に優れたセグメンテーションを持つため, γ の有無を高い精度で見ることができ, また原子核乾板のサブミクロンの位置分解能を用いれば e^+ , e^- 由来の飛跡の本数を直接数えることも可能となる. そのため, 電子ニュートリノ反応測定においても NINJA 実験は従来より背景事象を抑制した測定を達成できる. 現在, MiniBooNE 実験^[36], LSND 実験^[37] の電子ニュートリノ出現事象の解析において通常の 3 世代ニュートリノ振動と大きく乖離した結果が示されているが, NINJA 実験によってこの原因を解明することも将来的には計画されている.

3.3.2 原子核乾板

NINJA 実験の具体的な内容に進む前に, 原子核乾板についてその基本的な性能を解説する. 原子核乾板は素粒子実験の黎明期から用いられてきた荷電粒子検出器であり, 溶媒中に直径約 200 nm の AgBr 結晶を分散させたものである. 原子核乾板を用いた素粒子実験の例として, 古くは宇宙線を用いた π 中間子の崩壊事象の観測に始まり^[38], 2000 年の DONUT 実験による ν_τ の発見^[39], 2010 年の OPERA 実験による $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 事象の直接観測^[10] などが挙げられる.

原子核乾板の中を荷電粒子が通過すると溶媒中で電子-正孔対が生成され、その電子が銀イオンを還元することで潜像核と呼ばれる銀粒子が AgBr 結晶中に残る。この潜像核は銀原子が数個以上集まったものからなる。現像時には潜像核に周囲の銀イオンが集中し顕微鏡で観測可能な飛跡が構成され、これをスキャンすることで荷電粒子の運動を観測することが可能となる。以上のような原理で測定をする原子核乾板は結晶の一つ一つが検出素子となるためサブミクロンの非常に高い位置分解能を持つ。また、溶媒中のすべての結晶が素子となるため原理的には全立体角を覆う角度情報を保持することができる。ただし、原子核乾板は作成時から現像までのすべての飛跡が随時蓄積されていく検出器であり、時間情報を持たない。そこで時間情報が必要な場合には他の検出器と組み合わせることで様々な測定を行う。NINJA 実験はそのような実験の一つである。

図 3.7 に原子核乾板中でのニュートリノ反応の顕微鏡写真を載せる。

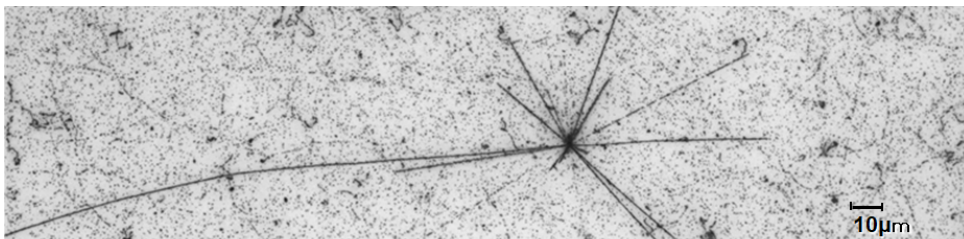


図 3.7: 原子核乾板におけるニュートリノ反応の顕微鏡写真。

3.3.3 検出器

NINJA 実験における検出器は図 3.8 のように主に 3 種類の部分から構成される。

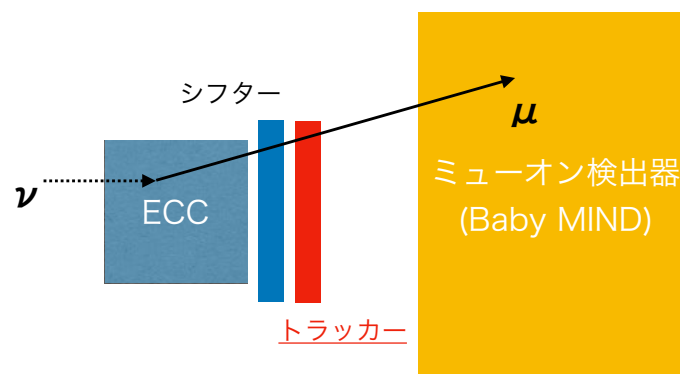


図 3.8: NINJA 実験における検出器の位置関係。最上流に標的兼反応点飛跡検出器の ECC を配置し、最下流には MRD (Baby MIND) を配置する。それらの間には飛跡接続用の検出器 (シフターおよびトラッカー) が配置されている。

3.3.3.1 ECC

ECC (Emulsion Cloud Chamber) は厚さ $350 \mu\text{m}$ 程度の原子核乾板フィルムと厚さ $500 \mu\text{m}$ から数 mm の標的物質を交互に重ね合わせた構造の検出器である。様々な標的物質を用いることが

可能であり、NINJA実験ではこれまで鉄および水を使用している。ニュートリノ反応は原子核内部の核子の状態に大きく依存するため、様々な物質で反応を測定できることはECCを用いる大きな利点の一つである。特にT2K実験の後置検出器であるSKは水標的であるため、水での反応測定は重要である。

図3.9にNINJA実験物理ランで用いられるECCの構造を載せる。本研究のトラックが運用

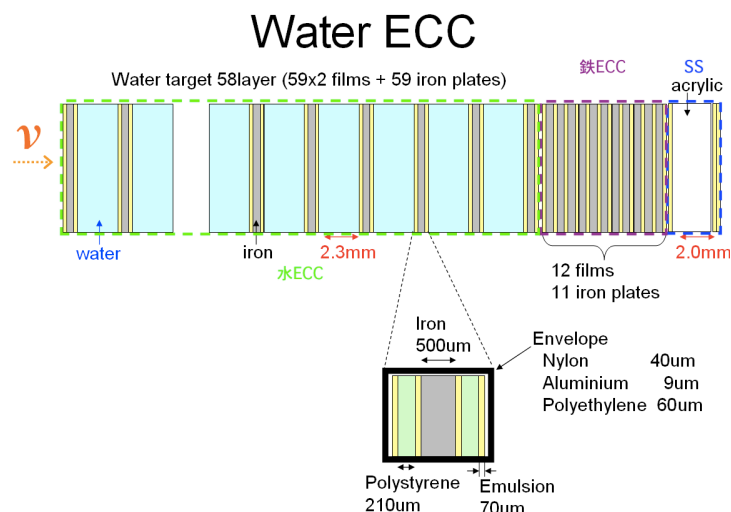


図 3.9: NINJA 実験における水 ECC の構造. 2.3 mm の水と原子核乾板からなるユニットが交互に積層した構造をしている。

されるNINJA実験物理ランにおいては、まず支持体兼運動量測定用の厚さ $500\mu\text{m}$ の鉄板の両側に厚さ $350\mu\text{m}$ 、面積 $25\times 25\text{cm}^2$ の原子核乾板フィルムを貼り付け、それらをポリエチレンベースの素材でできた袋を用いて遮光・真空パックする。ここで、原子核乾板フィルムとは荷電粒子に感度がある厚さ $70\mu\text{m}$ の乳剤層を厚さ $210\mu\text{m}$ のポリスチレン(ベースと呼ばれる)の両側に塗布したものである(図3.10)。このように、フィルムの両面の乳剤層で観測された飛跡をベースとの境界の点同士で接続することで、各フィルムでの乳剤の変形の効果を無視した飛跡が精度良く再構成される。

パックされた原子核乾板フィルム2枚と鉄板1枚を合わせてユニットと呼んでおり、ユニットと厚さ 2.0mm の亚克力棒をビーム軸方向に交互に水タンク内に並べる。NINJA実験物理ランにおいては水標的が58層、ユニットが59層並んでいる。一つの水ECCは $30\text{cm}\times 29.5\text{cm}\times 27\text{cm}$ の亚克力製の水タンクに積層されており、物理ランではこのような水ECCをビーム方向に対して垂直に 3×3 個配置する。タンク内には水が満たされているため、棒の中の水とユニットが交互に積層した構造を $O(\text{mm})$ 以下の非常に細かなセグメントで実現することが可能である。また、最下流には後述する多重クーロン散乱を用いた運動量測定に特化した鉄ECCおよび原子核乾板フィルムに距離を設けることで角度分解能を上げたSS(Special Sheet)とよばれる部分が存在する。鉄ECCは12層のフィルムと11層の厚さ $500\mu\text{m}$ の鉄板が交互に積層しており、SSはビーム上流から見て、フィルム-厚さ 2mm の亚克力板-フィルム2枚からなる。ここでSSが亚克力板を挟んでいるのは、フィルム間に距離を設けることで角度精度を上げるためである。また、2枚のフィルムを重ねているのは、後述する飛跡接続用検出器と飛跡を接続する際に重要なため、最下流での検出効率を高く保つためである。鉄ECCとSSはまとめてパックされている。

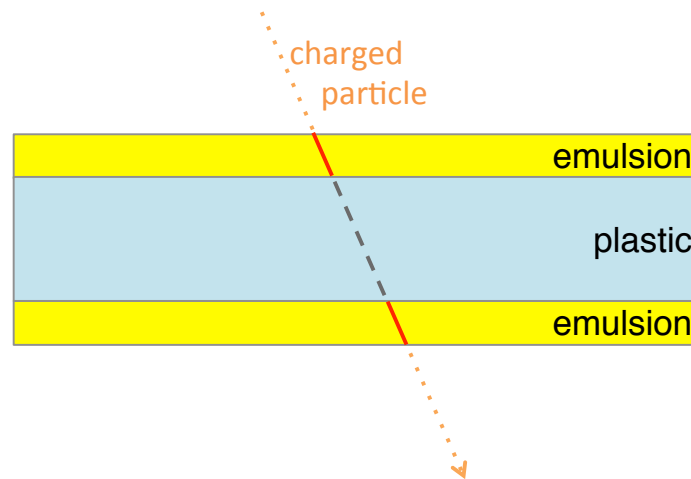


図 3.10: 原子核乾板フィルムの構造 [40]. ポリスチレンでできたベースの両側に乳剤が塗布されている. 両面の乳剤で観測された飛跡を用いて各フィルムでの荷電粒子の飛跡を再構成する.

ECC を用いて測定することが可能な物理量には以下が挙げられる.

- 反応点の位置, 飛跡の角度
- 運動量

原子核乾板の非常に高い位置・角度分解能を駆使して荷電粒子の運動量を測定することが可能である [41, 42]. 複数枚の原子核乾板間にある物質では荷電粒子は多重クーロン散乱 (MCS: Multiple Coulomb Scattering) を起こす. MCS によって荷電粒子の方向はわずかに変化するため各フィルム間での散乱による角度の変化を見ると, この分布は広がりを持つ. この散乱角の分布の分散と運動量の間には以下のような関係があることが知られている [43].

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ [MeV]}}{pc\beta} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) \quad (3.7)$$

ここで θ_0 は散乱角の分散, p は荷電粒子の運動量, $c\beta$ は荷電粒子の速さ, z は荷電粒子の電荷, x/X_0 は標的物質の放射長を単位とした厚みである.

この関係式を用いて, θ_0 と通過した物質の厚みから $p\beta$ を求めることが可能である.

- エネルギー損失 (dE/dx)

原子核乾板を通過した荷電粒子の dE/dx が大きいと, より多くの電子-正孔対が生成され潜像核の生成確率が上がるため, より多くの AgBr 結晶が現像され乾板中に飛跡が濃く現れる. したがってスキャンされたデータにおける飛跡を構成するピクセル数 (VPH: Volume Pulse Height と呼ばれる) を用いて dE/dx を測定することが可能であり, これを用いて粒子識別 (PID: Particle IDentification) を行う [44, 45, 46]. 図 3.12 に NINJA 実験の前の水標的ランにおける粒子の運動量再構成を載せる.

- エネルギー

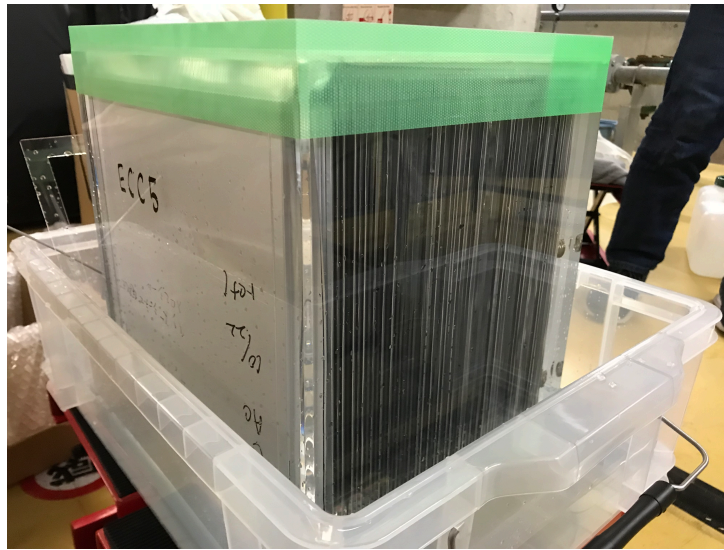


図 3.11: NINJA 実験における水 ECC の写真.

荷電粒子の飛跡が ECC 中で停止した場合、粒子の種類がわかっているならば通り抜けた物質の物質質量からエネルギーを測定することが可能である。NINJA 実験では dE/dx を用いて PID を行い、エネルギーを測定する。

本研究の主なテーマである物理ランにおいては鉄板 $500 \mu\text{m}$ を荷電粒子の飛程の最小単位としているため、たとえば陽子については運動量に換算しておよそ $200 \text{ MeV}/c$ 以上を観測できる。

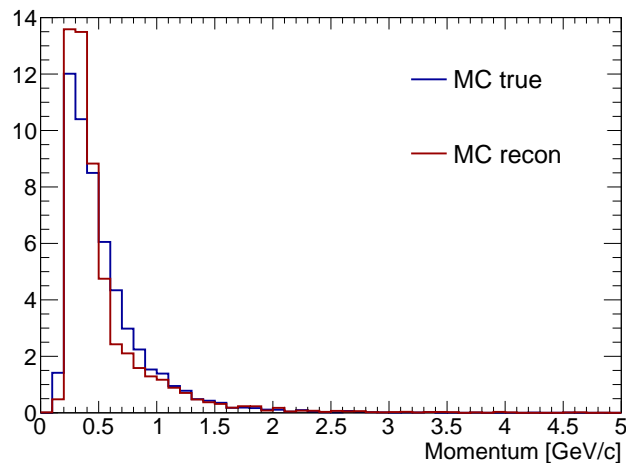


図 3.12: NINJA 実験の前回ランにおける運動量測定。シミュレーションを用いて $200 \text{ MeV}/c$ までの低運動量の陽子を観測できることが確認されている。青がシミュレーションにおける真の運動量の値、赤は再構成された値。

3.3.3.2 ミューオン飛程検出器 (MRD)

π と μ は質量がそれぞれ $140 \text{ MeV}/c^2$, $105 \text{ MeV}/c^2$ と近いため、 dE/dx によって PID を行うことは困難である。そのため粒子の飛程によって PID を行う必要があるが、ECC では物質質量が十

分でないためどちらもECC外に出ていってしまう。したがって、ECCのみでは π と μ の識別はできない。NINJA実験ではECCの下流にミュオン飛程検出器(MRD: Muon Range Detector)を配置することで μ の同定とエネルギー測定を行う。

NINJA実験ではMRDとしてこれまで先述のT2K前置検出器であるINGRIDのモジュールを用いてきたが、2019年の物理ランにおいてはINGRIDよりアクセプタンスが大きく、1.5 Tの磁場が印加されていることから $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ の識別も可能なBaby MINDを使用する。Baby MINDはシンチレータからなる18層のdetector moduleと33層のそれぞれコイルが巻かれた厚さ3 cmの鉄板からなるmagnet moduleで構成されたMRDである^[47]。ビーム軸方向に垂直な面積が $2.5 \times 3 \text{ m}^2$ 、鉄の厚さが合計で1 m程度あるためアクセプタンス、測定可能なミュオン飛程ともにINGRIDモジュールより向上している。

1枚のdetector moduleはX層とY層の2層からなっている。X層はシンチレータをビーム軸に垂直かつ水平方向に並べた層で $21 \text{ cm} \times 19.5 \text{ cm} \times 7.5 \text{ mm}$ の大きさのシンチレータが16枚、Y層は垂直方向に並べた層で $3 \text{ m} \times 3.1 \text{ cm} \times 7.5 \text{ mm}$ の大きさのシンチレータが91枚並んだ構造となっている。各シンチレータは1 cm程度重なり合っており、X層は18 cm程度、Y層は1 cm程度の位置分解能を期待することができる。ここでY層の方が位置分解能がよくなっているのは、magnet moduleで荷電粒子が曲げられる方向がy方向であり、粒子の曲がり方によって電荷を識別する際の識別能力を向上させるためである。



図 3.13: Baby MIND の外観。銀色の部分が detector module, オレンジ色の部分が magnet module である。

3.3.3.3 飛跡接続検出器 (群)

ECCは非常に高い位置・角度分解能を持つが時間分解能を持たず、実験中のすべての飛跡が蓄積されている。一方でMRDであるINGRIDやBaby MINDは時間情報としてビーム由来のイベントが識別できるが、位置分解能は $O(\text{cm})$ 程度である。そのため、MRDで検出されたミュオンの飛跡をECCまで接続しようとするとうECC内の飛跡候補が多すぎてマッチングを行うことができない。この問題を解決するためにNINJA実験ではECCとMRDの間により位置分解能と時

間分解能を持つ飛跡接続用の検出器を設置する必要がある。ビームタイミングの時間情報を用いて飛跡接続検出器と MRD で飛跡を再構成し、その後、位置・角度情報を用いてこの飛跡をさらに ECC まで接続することで反応点を検出する。

NINJA 実験ではこれまで飛跡接続のために原子核乾板を一定の時間間隔でずらすエマルジョンシフター [48] やシンチレーションファイバーを用いたトラッカー [40] を用いてきた。本研究においてはシンチレータからなるトラッカーとエマルジョンシフターを組み合わせ使用し、とくにトラッカーについての詳しい内容は次章以降で述べる。

エマルジョンシフターは原子核乾板を用いた気球実験などで使用されている検出器で、複数枚の原子核乾板を一定の時間間隔で数 mm ずつずらし、それらの間で飛跡接続を行うことで飛跡に時間情報を付与する検出器である。物理ランにおけるシフターは 4 時間に一度動く fast 移動壁と 4 日に一度動く slow 移動壁、それらとその間にある固定壁からなり、それぞれに原子核乾板が貼り付けられている (図 3.14)。検出効率を上げるため、移動壁のシートは 3 枚のフィルムからなり、固定壁のシートはそれに加えて角度情報も重要となることから、2 mm のアクリル板の両面に 2 枚ずつのフィルムが貼り付けられている。3 枚のシートの飛跡がどのような板の配置で接続されるかによって、その飛跡にサブミクロンの位置・角度情報と 4 時間程度の時間分解能を付与することが可能である。

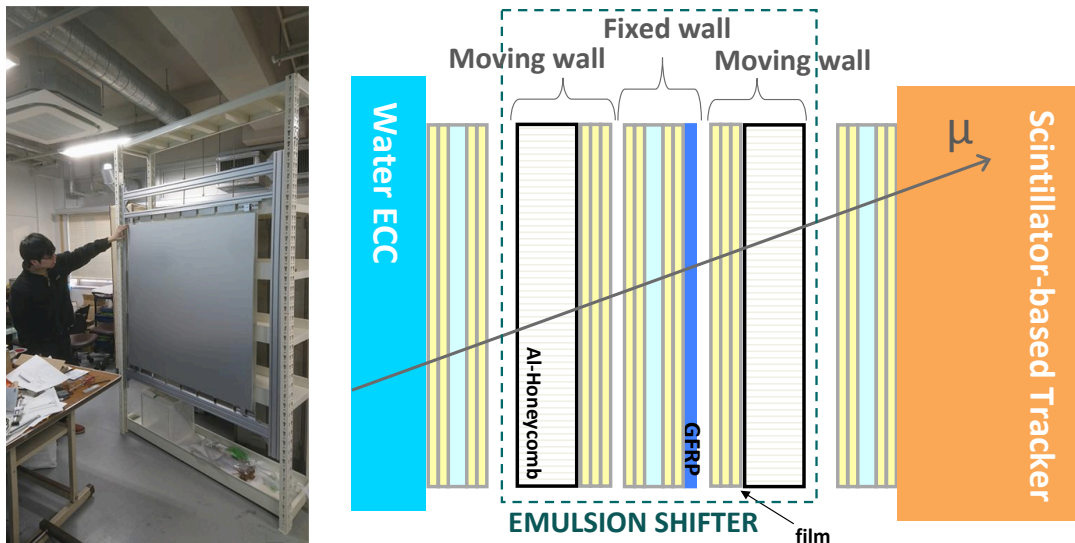


図 3.14: シフターの外観 (左) と構造 (右)。3 種類の板からなりそれぞれに原子核乾板が貼り付けられている。

3.3.4 これまでの NINJA 実験と物理ラン

NINJA 実験は 2014 年からこれまで表 3.1 のような実験を行ってきた。Run 1-3 は NINJA 実験で最初の J-PARC での環境試験であり、Run 4 においては初めてニュートリノ反応を検出した [50]。また、Run 5 は NINJA 実験で最初の水標的 ECC の試験である。60 kg 鉄標的を用いた Run 6、および 4 kg 水標的を用いた Run 8a, b については現在、ニュートリノ反応の解析が進行中である。

表 3.1: NINJA 実験の経過 [49]

| Run | 期間 | モード | 標的 | 目的 |
|---------------|-------------------------|-------------|---------------------------|---|
| Run 1-3 | 2014/11/2 - 2014/12/22 | $\bar{\nu}$ | Fe (2.0 kg) | フィージビリティ・スタディ ニュートリノ反応検出 |
| Run 4 | 2015/2/25 - 2015/4/1 | $\bar{\nu}$ | Fe (2.0 kg) | 検出器構造確認 T2K との共同実験 |
| Run 5 | 2015/5/8 - 2015/6/3 | $\bar{\nu}$ | H ₂ O (1.0 kg) | 水反応の検出 検出器構造確認 |
| Run 6 | 2016/1/31 - 2016/5/27 | $\bar{\nu}$ | Fe (60 kg) | 統計量のある反応解析 |
| Run 7 | 2017/1/31 - 2017/4/12 | ν | H ₂ O (1.3 kg) | 検出器構造の確認 ニュートリノ反応検出 |
| Run 8a | 2017/10/14 - 2017/12/22 | $\bar{\nu}$ | H ₂ O (4.0 kg) | 検出器構造の確認 ニュートリノ反応検出 INGRID ハイブリッド解析 |
| Run 8b | 2018/3/9 - 2018/5/31 | $\bar{\nu}$ | H ₂ O (4.0 kg) | 検出器構造の確認 ニュートリノ反応検出 INGRID ハイブリッド解析 |
| Physics Run a | 2019/11/6 - 2020/2/12 | ν | H ₂ O (75 kg) | 統計量のある ニュートリノ-水反応解析 |
| Run 9 | 2020 秋 | 未定 | D ₂ O | D ₂ O ECC 検出器構造確認 |
| Physics Run b | 2022 以降 | 未定 | 未定 | |

本研究の主な内容は、ここまで「物理ラン」と呼ばれてきた physics run a における新たなシンチレーショントラッカーの開発と性能評価である。以下、本論文ではこれまでと同様に断りなく「物理ラン」といえば physics run a のことを指す。物理ランでは 75 kg の水を主な標的物質として $\sim 4.5 \times 10^{20}$ P. O. T. の大統計を用いたニュートリノ反応解析を行う。特に低運動量・大角度アクセプタンスを活かして、現在注目されている 2p2h モデルの検証などニュートリノ反応の精密測定を行うことを目的とする。図 3.15 に物理ランの検出器の配置を掲載する。本測定においては T2K-WAGASCI 実験の検出器と同じ off-axis 角 (1.5°) に NINJA 実験の検出器を設置し、Baby MIND を MRD として共有する。ビーム方向に対しておよそ $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ の面積を持った ECC をその方向に垂直に 3×3 個配置するため、約 1 m 四方を覆う新たなトラッカーを製作する必要があった。

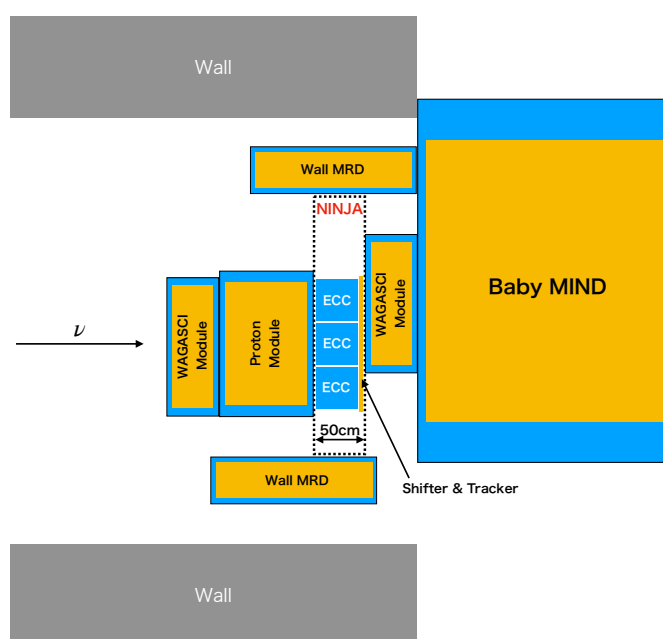


図 3.15: 物理ランにおける検出器配置. T2K-WAGASCI 検出器と同じ off-axis 角に NINJA 実験の検出器が配置されており, MRD として Baby MIND を共有する. 青色の部分が検出器全体が占める領域であり, 橙色の部分がシンチレータからなる有感領域である. また, ECC とシフターの原子核乾板からなる有感領域は省略している. T2K-WAGASCI 実験の検出器の間に NINJA 実験の ECC とシフター, トラッカーが配置される.

第4章 シンチレーショントラッカーの開発

本章では、NINJA 実験の物理ランのため開発されたトラッカーについて、その要求性能と基本的な構成要素、製作に向けた準備内容を説明していく。

4.1 トラッカーに要求される性能

物理ランにおけるトラッカーに要求される性能は大きく分けて3つの観点に分けられる。

1つ目が位置分解能である。前章でも述べたとおり、NINJA 実験におけるトラッカーはビームタイミングに相当する時間情報を持ちつつ、原子核乾板中に蓄積された多数のバックグラウンドの中からニュートリノ反応の飛跡を選択し、飛跡接続を可能とする位置分解能を持っている必要がある。

2つ目が大きさへの要求である。物理ランにおいてトラッカーはアクセプタンスを失うことなくECCの有感領域をすべて覆う大きさでありながら、一方でT2K-WAGASCI検出器の間の非常に狭い隙間に配置する必要がある。

3つ目が検出効率の高さである。ニュートリノ反応由来のミューオンをトラッカーが検出できないとECC内部にニュートリノ反応の情報が記録されていても解析することができない。そのためトラッカーはなるべく不感領域をもたず、MIP (Minimum Ionization Particle) のミューオンに対して100%に近い検出効率を示すことが求められる。

これらの項目について具体的な数値を算出し、それらを満たすデザインのトラッカーを考案した。

4.1.1 位置分解能

NINJA 実験におけるトラッカーの位置分解能はシフターとの飛跡接続を十分行える値であることが必要である。トラッカーの役割は原子核乾板に蓄積された膨大な飛跡の中からビーム由来のものだけを抽出することである。

そのためにまずビームタイミングの情報を用いてBaby MINDと飛跡接続を行い、トラッカーより下流でのミューオンの運動を決定する。このとき、ミューオンの角度はBaby MINDでの飛跡再構成やトラッカーとBaby MINDでのヒットを結ぶことによって求まり、位置はBaby MINDの位置分解能では不十分なのでトラッカーで求めた位置情報を用いる。

次に求めたミューオンの飛跡をシフターに接続する。シフターは固定壁と移動壁の配置によって4時間程度の時間情報を持っているので、この間にきたミューオンらしい飛跡のみが接続候補となる。下流で求めた位置・角度情報と同様な値を持った飛跡を原子核乾板内で探索し、マッチしたものだけをさらに上流に伸ばしていくことでビームタイム中の飛跡を同定する。このとき下流での位置・角度分解能が悪いと、シフターの中には反応由来の飛跡以外のバックグラウンドも蓄積されているため接続候補が複数存在することになり、解析が複雑化してしまう。バックグ

ラウンドの例としてはビームタイミングに関わらず蓄積される宇宙線ミュオンなどがある．このように，トラッカーの位置分解能の要求値は 4 時間の間に原子核乾板を用いた検出器に何本のミュオンの飛跡が蓄積されるかによって決定される．

物理ランにおけるトラッカーに要求される位置分解能は NINJA 実験 run 8 における Changable Sheet (CS) と呼ばれる原子核乾板フィルムの実データから見積もられた．このデータを用いて物理ランにおけるトラッカーが識別すべき飛跡の本数を求め，その値から位置分解能への要求値を求めた．

Run 8 においてはシフターは用いられておらず，代わりに 1 ヶ月程度に一度交換される CS と Scintillating Fiber Tracker (SFT) の間で飛跡接続が行われていた．ここで run 8 の検出器は INGRID と同じ on-axis に設置されている一方で反ニュートリノビームであるのに対して，物理ランでは off-axis 1.5° に設置されニュートリノビームを照射するという事に注意しなくてはならない．On-axis においては off-axis に比べてニュートリノビームが多く来るため，その分サンドミュオンや信号候補となるニュートリノ反応事象数が増加する．しかし，反ニュートリノビームではニュートリノビームに比べてニュートリノ反応確率が $1/3$ 程度であり，この効果を合わせるとこれらの密度としては概ね同じとなる．

図 4.1 に CS の 1 スキャンエリア分 (約 10 cm 四方) のデータの位置および角度分布を載せる．まず，位置についてはニュートリノビームおよび宇宙線は一樣に来ると考えて良いため， x, y ともにフィルム全体に一樣に分布している．

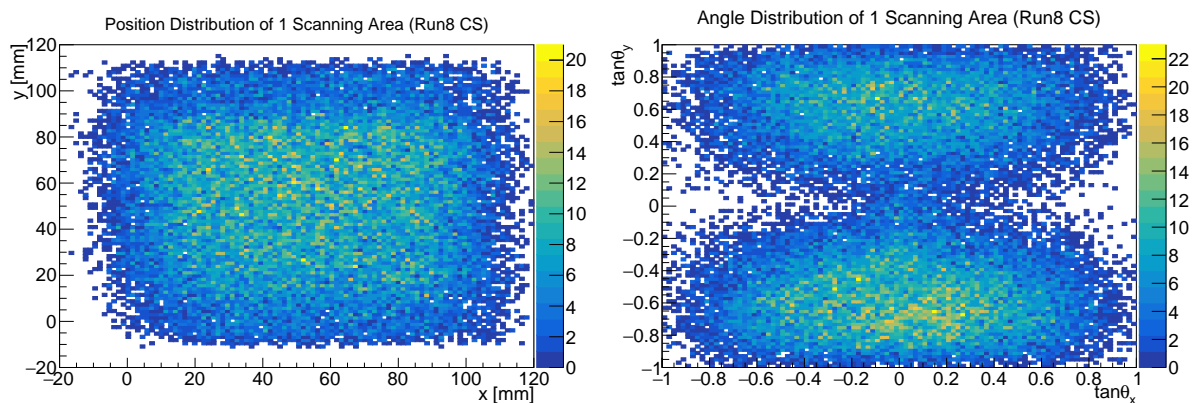


図 4.1: Run 8 の CS におけるミュオンの飛跡の位置 (左)・角度 (右) 分布．位置については一樣に分布しているのに対し，角度については $\tan \theta_y = \pm 0.6$ のあたりで多くなっている．

一方で角度については特徴的な分布が見られ，これは宇宙線によるものである．宇宙線ミュオンは大気中で生成され主に上空からやってくるため， $\tan \theta_y$ が大きいところに分布が集まるはずであり，実際 $|\tan \theta_y| = 0.6$ のあたりでもっとも多くなっている．ただし，原子核乾板のスキャンの座標は常に同じ xy 座標であるため，飛跡のフィルム座標軸に対する射影を考える必要がある．この射影の効果や天頂角分布を考慮するとおおよそ $|\tan \theta_y| = 0.6$ の付近の飛跡が最も多くなる．また， $\tan \theta_y = -0.6$ の点のまわりの飛跡が $\tan \theta_y = 0.6$ の点のまわり飛跡より多いのは検出器の上下にある物質の差によってビーム由来のニュートリノ反応からくるミュオンの量が変わるためである．このような分布の飛跡について下流検出器によって位置・角度情報を与えることでそれぞれを区別することを考える．

位置については一様であり，角度は $\tan \theta_x = 0$, $\tan \theta_y = -0.6$ のあたりがもっとも飛跡が多いため，角度分布において $(0, -0.6)$ の周りで飛跡を区別することができれば十分である。

まず，角度情報でどれだけ飛跡を区別することができるかを考える．今回の計算では，トラッカーにおける位置と Baby MIND における位置を結んだ直線の角度を用いる．トラッカーにおける位置を x_{tracker} ，Baby MIND における位置を x_{BM} ，トラッカーと Baby MIND の距離を L とすると，トラックの角度 θ は

$$\tan \theta = \frac{x_{\text{tracker}} - x_{\text{BM}}}{L} \quad (4.1)$$

とかけるので，角度分解能 $\sigma_{\tan \theta}$ はトラッカー，Baby MIND のセグメンテーション幅 w_{tracker} ， w_{BM} を用いて

$$\sigma_{\tan \theta} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{w_{\text{tracker}}^2 + w_{\text{BM}}^2}{12}} \quad (4.2)$$

とかける．ここでトラッカー，Baby MIND とともに各チャンネルでの荷電粒子の通過位置は一様分布に従うと仮定した．分母の 12 はセグメンテーションを一様分布の分散に変換するための係数であり，それぞれ位置分解能 σ_{tracker} ， σ_{BM} は $\sigma_{\text{tracker}} = w_{\text{tracker}}/\sqrt{12}$ ， $\sigma_{\text{BM}} = w_{\text{BM}}/\sqrt{12}$ と書ける． $w_{\text{tracker}} = O(\text{mm})$ と考えられるのに対して，Baby MIND は y 方向が 1 cm，x 方向が 18 cm なので $\sigma_{\text{tracker}} < \sigma_{\text{BM}}$ として $\sigma_{\tan \theta} \sim \sigma_{\text{BM}}/\sqrt{12}L$ と表すことができる． L としてトラッカーと Baby MIND の 2 層目との距離約 75 cm を用いると，y 方向の角度分解能は $\sigma_{\tan \theta_y} = 1 \text{ cm}/(\sqrt{12} \times 75 \text{ cm}) = 3.8 \times 10^{-3} \sim 3.8 \text{ mrad}$ ，x 方向の角度分解能は $\sigma_{\tan \theta_x} = 18 \text{ cm}/(\sqrt{12} \times 75 \text{ cm}) = 81 \times 10^{-3} \sim 81 \text{ mrad}$ となる．ここで L を求めるのに 2 層目までの距離を用いたのは L を大きくすることで角度精度は上がるため，少しでも L は大きく取ることが望ましいからである．また，そもそもその程度の距離を突き抜けるようなミュオンのみが興味の対象であり，2 層目までの 10 cm 程度では磁場が飛跡を大きく曲げないことも考え，このように L をとった．

この角度分解能で区別することができない飛跡がどれだけあるかをまず考える．角度について $\pm 3\sigma$ の精度で飛跡を区別することを考えると， $(2 \times 3\sigma_{\tan \theta_x}) \times (2 \times 3\sigma_{\tan \theta_y})$ の領域の外にある飛跡は区別することが可能である．もっとも飛跡が密に存在する $(\tan \theta_x, \tan \theta_y) = (0, -0.6)$ の付近 $(2 \times 3\sigma_{\tan \theta_x}) \times (2 \times 3\sigma_{\tan \theta_y})$ の角度分布における矩形領域にある飛跡の本数は 292 本であるため，これらの飛跡を位置情報を用いて区別できればトラッカーとして十分に機能する．

このことから，誤接続を許容する飛跡の割合の期待値を α としたときのトラッカーの位置分解能 σ_{tracker} の値について考える．以下，単に σ_{tracker} のことを σ と書く．292 本の飛跡は位置について一様に分布しているはずなので，飛跡の密度は $292/(10 \times 10 \text{ cm}^2) = 2.92/\text{cm}^2$ としてよい．さらに CS データは 1 ヶ月程度の飛跡すべてのデータであるが，物理ランにおいてトラッカーが飛跡を接続する相手は 4 時間程度の時間情報を持ったシフターである．したがって，トラッカーが識別すべき飛跡の密度は $4 \text{ h}/30 \text{ day} = 1/180$ 倍されて $2.92/\text{cm}^2 \times 1/180 \sim 1.62 \times 10^{-2}/\text{cm}^2$ となる．このとき，位置分布において xy それぞれ $\pm 3\sigma$ の矩形領域にある飛跡の数は $(2 \times 3\sigma) \times (2 \times 3\sigma) \times 1.62 \times 10^{-2}$ 本であり，これが α になるような σ がトラッカーの位置分解能への要求値である．

飛跡が誤って接続されると，背景事象を信号候補となるニュートリノ反応と誤認するため得ら

れるニュートリノ反応数の不定性となる。現在のニュートリノ反応解析ではフラックスやモデルの不定性が 5-10% は残るため、誤接続の影響がそれ以下となるよう、今回 $\alpha = 0.05$ (5%) という値を用いて位置分解能を設定した。このとき、 $\sigma = \sqrt{0.05/(1.62 \times 10^{-2})}/6 \sim 2.9$ mm となる。したがって、本研究におけるトラッカーのセグメンテーションとして 2.9 mm という値を要求した。このとき $w_{\text{tracker}} = 2.9 \times \sqrt{12} \sim 1$ cm 以下となる。ただし、位置分布における矩形領域内に候補が複数本ある場合でも、実際にはどちらかの飛跡が単純に等確率で選択されるわけではなく、likelihood などを用いることで誤接続をより減らすことができる可能性がある。

図 4.2 に $\sigma_{\tan\theta_x} = \sigma_{\tan\theta_y} = \sigma_{\tan\theta}$ としたときの $\alpha = 5\%$ を満たす位置分解能要求値のグラフを載せる。参考として Baby MIND を用いた角度分解能での計算における矩形領域の面積は $(2 \times 3 \times 3.8 \times 10^{-3}) \times (2 \times 3 \times 81 \times 10^{-3})$ である。 $(\tan\theta_x, \tan\theta_y) = (0, -0.6)$ の周りで矩形領域は微小であり、角度分布は一様であると仮定すると、面積が等しくなるような正方形、 $\sigma_{\tan\theta} = 1.8 \times 10^{-2} \sim 18$ mrad のときを考えることでトラッカーのセグメンテーションへの要求値を同様に計算することができる。 $\sigma_{\tan\theta} = 1.8 \times 10^{-2}$ での値を見るとおおよそ 3 mm 程度のセグメンテーションが要求されていることがわかる。

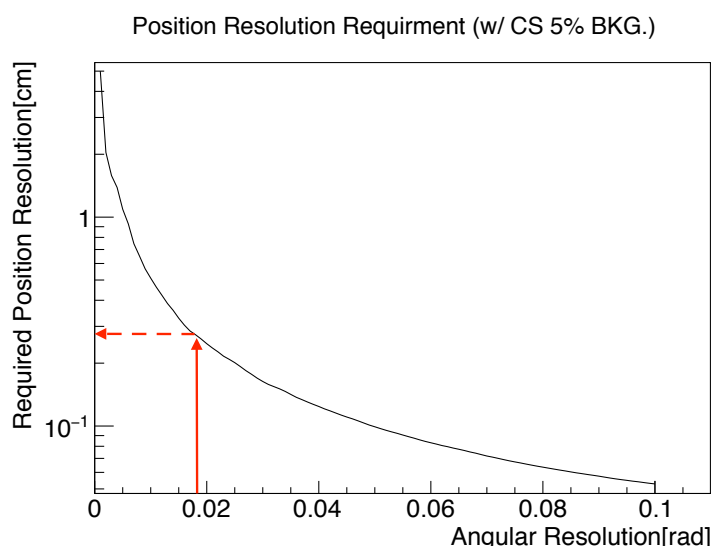


図 4.2: Run8 CS データから計算された位置分解能要求値。ここで横軸の角度分解能は x, y とともに同じ値で計算した。縦軸はシフターで 4 時間に一度の時間情報を付けた上での $\alpha = 5\%$ となるトラッカーのセグメンテーション。

4.1.2 大きさ

物理ランにおいてトラッカーを製作する際にはその大きさもきちんと考える必要がある。

まず、トラッカーが覆う面積について考える。物理ランにおいてトラッカーが覆う面積を決定するのは標的検出器である ECC がビーム軸に垂直な面をどれだけ覆っているかという点である。トラッカーはビーム軸上、ECC の下流すぐに置かれるため、少なくともこの面積を覆わなくてはミューオンに対するアクセプタンスを失ってしまう。前章でも述べたとおり、物理ランにおいては水 ECC として 30 cm \times 29.5 cm のアクリルタンクをビーム軸に垂直な面に 3 \times 3 個並べるため、トラッカーが覆う面積はおおよそ 1 m 四方ということになる。

次に、トラッカーの厚さについて考える。物理ランにおける全検出器は WAGASCI 検出器の間の 50 cm の隙間に図 4.3 のように配置されるため、少しでも標的質量をかせぐために飛跡接続用検出器はなるべく薄いことが求められる。まず、50 cm のうち 30 cm 程度は ECC が占めるため

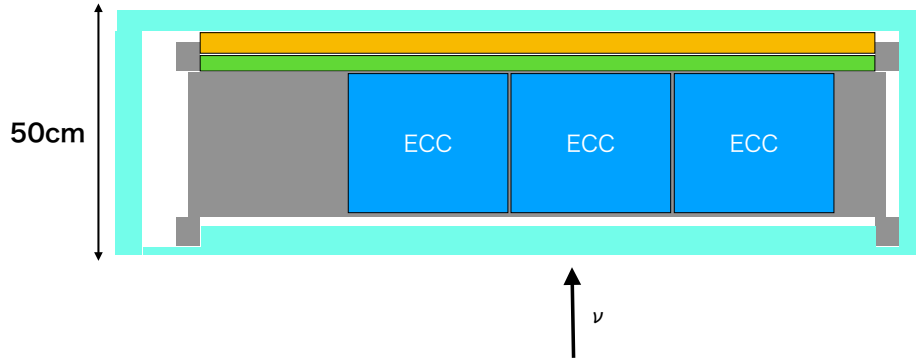


図 4.3: 物理ランの検出器配置の top view. 図 3.15 の点線内に検出器等をこのように配置する。緑色がシフター、橙色がトラッカー、水色が断熱材を表す。シフターが 3 cm, トラッカーが 4 cm 程度になる必要がある。

その他が使用できる z 方向の領域は 20 cm である。次に、シフターの厚みとして 3 cm, 断熱材を上流下流それぞれ 5 cm 程度は確保する必要があるため、この時点で残った領域が 7 cm 程度となる。その他、シフターやトラッカーの固定具、フィルムを貼るアクリル板などがそれぞれ数 mm 程度占めるので最終的にトラッカーの厚みに残された長さは 5 cm 弱となった。

以上より、本研究で作成するトラッカーの大きさへの要求として面積 $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ 以上、厚さ 4 cm 以下という値を設定した。

4.1.3 検出効率

NINJA 実験においてはそもそもニュートリノ反応由来のミュオンを検出することができなければ原子核乾板内の反応点を見つけない。したがってミュオン飛跡を接続するトラッカーには MIP に対する高い検出効率が要求される。Run 8 で用いられていたファイバートラッカーでは 96.5% 以上の検出効率を達成しており、本研究でも同等以上の検出効率を要求することにした。

4.2 トラッカーデザインと位置検出の原理

位置分解能として 2.9 mm, 大きさとして面積 $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ 以上、厚さ 4 cm 以下を達成するため、図 4.4 のようなトラッカーデザインを考案した。トラッカーが検出するミュオンのほとんどを占めるサンドミュオンはかなり上流からやってくるため、前方方向に飛びやすいと考えられる。そこで、まずはトラッカーの面に垂直に通過する荷電粒子について考える。トラッカーに対して斜めの飛跡が通った際の影響は、モンテカルロシミュレーションを用いて後から再評価を行った。

まず、幅 w のシンチレータのバーをビーム方向に対して垂直に $1/3$ ずつスタッガーさせて重ねたものを考える。このとき、上流側のシンチレータのみがヒットする場合、上流と下流どちらも

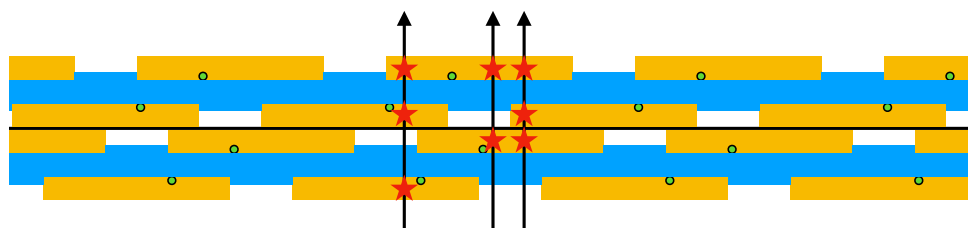


図 4.4: トラッカーのデザイン. シンチレータがそれぞれお互いスタaggerした状態で設置されており, どのシンチレータがヒットし, どのシンチレータがヒットしないかの組み合わせを取ることによって位置を検出する.

ヒットする場合, 下流のみがヒットする場合をそれぞれ区別できるため, 粒子が通過した位置を $w/3$ のセグメンテーションで決定できる. さらにこの層を $w/6$ だけずらして二枚重ね, 4 層のシンチレータがそれぞれお互いに少しずつずれたデザインを考える. このとき垂直に通過する粒子に対してどの層がヒットし, どの層がヒットしていないかの組み合わせを列挙する. ヒットしたときを 1, ヒットしていないときを 0 とすると, 組み合わせは図 4.4 の左側から順番に (1 層目, 2 層目, 3 層目, 4 層目) = (1, 1, 1, 1), (1, 1, 1, 0), (1, 0, 1, 0), (1, 0, 1, 1), (1, 1, 1, 1), (1, 1, 0, 1), (0, 1, 0, 1), (0, 1, 1, 1) の 8 通りで, 1 枚のシンチレータを 6 つに分けた $w/6$ の領域をそれぞれ区別することが可能となる. ここで (1, 1, 1, 1) は本質的に異なる 2 種類の組み合わせが存在する. したがって, シンチレータとして後述するような幅 24 mm, 長さ 1 m 程度のものであれば $24 \text{ mm}/6 = 4 \text{ mm}$ のセグメンテーションを達成し, $4/\sqrt{12} = 1.2 \text{ mm}$ の位置分解能を持つ物理ランのトラッカーを製作することができる. 実際には荷電粒子が斜めに通過するなどして位置分解能が悪化する可能性があるが, 要求値 2.9 mm を十分に達成可能であると考えられる. また, x 層と y 層の二層を作成するとき, 最低でもトラッカーはシンチレータ 8 枚分の厚みとなるため, 1 枚のシンチレータは 5 mm 以下の厚みであることが要求される.

このデザインの特徴として, シンチレータのヒット情報のみでなく非ヒット情報も積極的に活用しており, 一般的な層構造のシンチレーショントラッカーと比較してチャンネル数を削減できている点が挙げられる. このトラッカーでは粒子が通過する位置によっては必ずしも 4 層すべてのシンチレータでヒットが起こるわけではなく, それを利用することで粒子の位置をシンチレータの幅よりも細かいセグメンテーションで求めることができる. たとえば棒状のシンチレータを単純に並べた場合に, 1 m 四方の大きさを w [mm] のセグメンテーションを達成するためには x (または y) 層について $1000/w$ チャンネルが必要である. しかし, このデザインであれば幅 $6w$ のシンチレータをギャップ $2w$ をあけて 4 層設けるので $4 \times 1000/(6w + 2w) = 1000/w \times 1/2$ とその半分程度のチャンネル数で済む. これは大質量・大面積が必要なニュートリノ反応測定に用いる検出器としては非常に重要な特徴である. 実際本研究において作成されたトラッカーも 4 mm のシンチレータを隙間なく並べた場合であれば $1000/4 \times 2 = 500$ チャンネル程度必要だったものが, 248 チャンネルで収まっている.

また, 一般に棒状のシンチレータを一列に並べた場合には棒のエッジや反射材の部分が不感領域となりトラッカーの検出効率を落とす. 検出効率を保つためには同じような構造をもう一層用意し, 不感領域をカバーするようにずらして設置しなくてはならない. 一方でこのデザインであれ

ば、シンチレータをはじめからスタaggerさせて設置するため不感領域が存在せず、チャンネル数を増やすことなく検出効率を原理的には 100% に保つことが可能である。このデザインにおいて MIP は最低でも 2 層のシンチレータを通過するはずであり、たとえば 10 p.e. (photo electrons) 程度の光量を得られるシンチレータを用いてトリガーを閾値 2.5 p.e. の OR 信号にすれば、ポアソン分布を仮定して

$$\text{Efficiency} = 1 - (10 \times e^{-10} + 10^2 \times e^{-10}/2!)^2 \sim 99.999\%$$

と十分な検出効率を達成可能である。

以上のことから本研究においてはこのようなシンチレータ 124 本を用いてスタagger層を x, y それぞれ作成し、お互いを重ね合わせることで 248 チャンネルでセグメンテーション 4 mm 程度のトラッカーを開発・製作した。

4.3 トラッカーの構成要素

トラッカーのデザインを考案した後に、実際にそのトラッカーを製作するために必要となる各構成要素について述べる。先述の通り、本トラッカーにおいては荷電粒子がシンチレータを通過した際に発生するシンチレーション光によって粒子の通過した位置を特定する。使用するシンチレータ、シンチレーション光を読み出すための光検出器や光検出器の信号を測定するためのエレクトロニクス、また、考案されたデザインを製作可能とする各種固定具などについて以下に解説する。

4.3.1 プラスチックシンチレータ

トラッカーに用いるプラスチックシンチレータとして WAGASCI モジュールのために用意されたもののスペアを採用した。このシンチレータは図 4.5 のように長さ 1 m 程度、幅 2.4 cm、厚さ 3 mm のバーで、先程のべた大きさの条件を満たす。また、WAGASCI モジュールですでに使用実績があり MIP に対して安定して平均 10 p.e. 以上の十分な光量を得られることがわかっていた^[51]。さらに数としても 1 m 四方の面積を覆うだけの十分な本数が残っていたのでこれを使用することに決定した。シンチレータは長さが 996 mm のものが 137 本と 1012 mm のものが 135 本あ

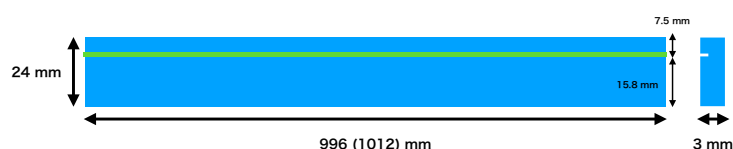


図 4.5: WAGASCI シンチレータ。緑色の部分にはファイバーを接着するための幅・深さ 1.2 mm の溝が彫られている。

たのでそれぞれを別々に x 層と y 層に使用した。

表面には波長変換ファイバーを接着するための溝が彫られており、溝と端面を除いて TiO_2 ベースの反射材 (AVIAN TECHNOLOGIES, Coatings, Thinners, & Solvent Based Materials) が塗布されている。この反射材によって各シンチレータは光学的に分離されており、シンチレーション光が内部に局在することで光量を高められている。

4.3.2 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーはプラスチック製の光ファイバーの一種である。コアを構成する有機分子がシンチレータのシンチレーション光を吸収し、後述する光検出器である MPPC が有感であり、また減衰しにくい長波長の光を再発光する。再発光された光は図 4.6 のようにクラッドで全反射されながらファイバー端まで到達し、後述の MPPC によって光量が検出される。

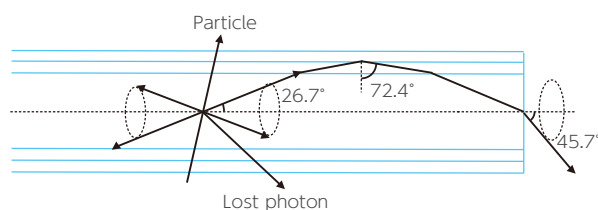


図 4.6: 波長変換ファイバーにおける全反射の様子 [52].

今回我々は、波長変換ファイバーとして Kuraray Y-11(200) $\phi = 1 \text{ mm}$ を用いた (図 4.7). 表 4.1

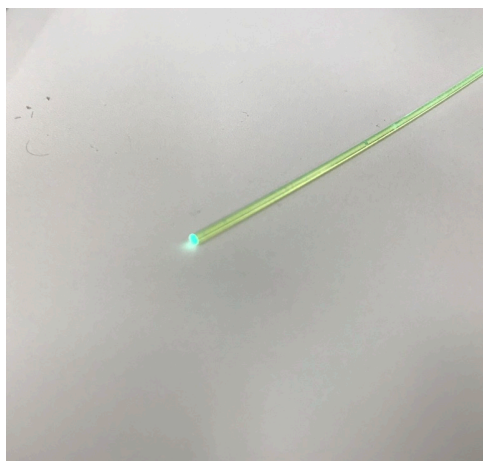


図 4.7: 波長変換ファイバー Y-11 の写真.

に Kuraray Y-11 (200) の基礎特性を載せる。

Y-11 (200) の減衰長はおよそ 3.5 m 以上と十分に長く、1 m 四方のトラッカーを片側読み出しした場合でも十分な光量を得ることができる。また、吸収波長は 430 nm にピークを持っており 420 nm にピーク波長を持つシンチレーション光を十分に吸収することが可能である。一方で発光波長は 476 nm にピークを持っており、これは MPPC の最大感度波長である 460 nm に近い。図 4.8 に Y-11 (200) の吸収・発光波長のスペクトルを載せる。

このファイバーはマルチクラッド型と呼ばれる、コアが屈折率の異なる二種類のクラッドで二重に囲まれた構造をしたタイプである。これは一種類のクラッドのみでコアが囲まれたシングル

表 4.1: Kuraray Y-11 (200) の基本仕様 [52]

| | |
|--------------|-------------------------------|
| 型名 | Y-11 (200) |
| 直径 | 1.0 mm |
| 材質 (コア部) | Polystyrene (PS) |
| 材質 (内クラッド部) | Polymethylmethacrylate (PMMA) |
| 材質 (外クラッド部) | Fluorinated polymer (FP) |
| 屈折率 (コア部) | 1.59 |
| 屈折率 (内クラッド部) | 1.49 |
| 屈折率 (外クラッド部) | 1.42 |
| 最大吸収波長 | 430 nm |
| 最大発光波長 | 476 nm |
| 減衰長 | 3.5 m 以上 |

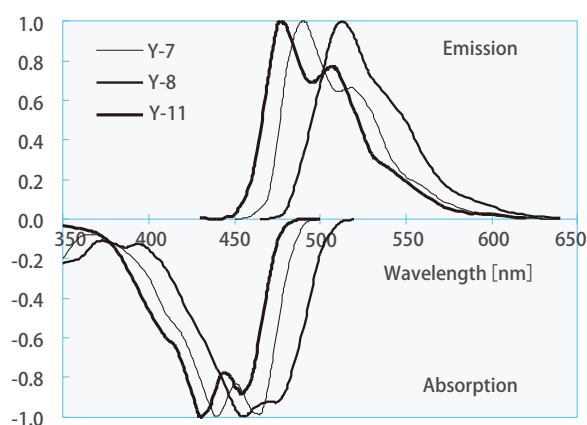


図 4.8: 波長変換ファイバーの吸収・発光波長のスペクトル [52]. Y-11 のグラフを見ると, 430 nm に吸収波長のピーク, 476 nm に発光波長のピークを持っていることがわかる.

クラッド型に比べると全反射角が大きくより高い集光率を持つため, シンチレーション光をより高効率で検出することが可能である.

4.3.3 MPPC

MPPC (Multi Pixel Photon Counter) とは浜松ホトニクスで開発された SiPM (Silicon Photo Multiplier) 型の半導体光検出器であり, APD (Avalanche Photo Diode) ピクセルが多数並列に接続されたものである (図 4.9). MPPC にブレークダウン電圧より数 V 高いバイアス電圧をかけることで APD をガイガーモードで動作させる. ガイガーモードで動作している APD に光子が入射すると, 光電子によって APD 内の空乏層に電子-正孔対が生成される. この電子が電場によって加速され APD 内を移動する間に雪崩増幅をおこし, 最終的に 10^5 - 10^6 個の電子を検出することが可能となる.

一つのピクセルが出力する電荷 Q_i はピクセルの静電容量を C , 印加した電圧を V , ブレークダ

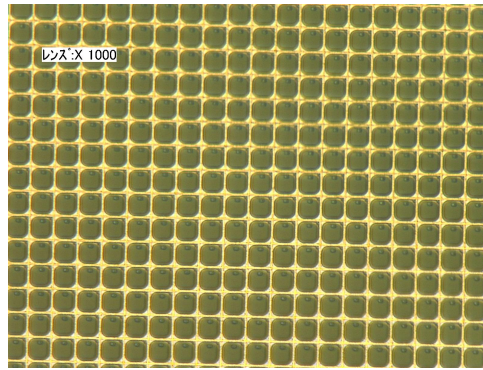


図 4.9: MPPC のピクセルの写真. 本研究で用いる MPPC のものではなくピクセルピッチ $15 \mu\text{m}$ のものである.

ウン電圧を V_{bd} とすると

$$Q_i = C(V - V_{bd}) \quad (4.3)$$

と表される. これが光子が入射した N 個のピクセルで並列に起こるため, MPPC 全体での出力電荷 Q は

$$Q = NQ_i = NC(V - V_{bd}) \quad (4.4)$$

と N に比例する形で表せる. ピクセルの数を十分多くすると, 一度の信号において 1 ピクセルあたり 1 光子が入射するようになれるため, 光子数にしたがって Q の不連続な変化を見ることが出来る. したがって, MPPC は優れたフォトンカウンティング能力を持つ.

一方で MPPC は光子が入射した場合だけではなく, 熱電子やトンネル効果などにより発生した電子によっても信号を出力する. これをダークカウントと呼び, このような信号は光子由来の信号と区別がつかないため, 測定において背景事象となりうる. 1 秒間のダークカウント数をノイズレートと呼び, 受光面の面積が大きいほど, また温度が高いほど大きくなる. 本トラッカーにおいてはデータ取得をビームタイミングと同期させることによってダークカウントによる背景事象を抑制し, 測定を可能とする.

また, MPPC 内のあるピクセルにおいて光子が検出された際に発生した電子が, 周囲のピクセルに侵入しそちらで別の雪崩増幅を起こすことがある. このような現象を MPPC におけるクロストークと呼び, この現象が起こると実際に MPPC に入射した光子数よりも多い数の光子が入射したように見える. 本研究におけるトラッカーにおいては基本的にシンチレータがヒットしたか, ヒットしていないかのみを検出に用いるため, このようなクロストークは大きな影響を及ぼさないと考えられる.

MPPC の PDE (Photon Detection Efficiency) とは MPPC が光子を検出する効率であり, 量子効率と開口率, 励起確率の積で表される. ここで, 量子効率とは入射光子によって電子-正孔対が生成される確率であり, 開口率は受光面における有感領域の割合, 励起確率は光電子によって雪崩増幅が起こる確率を表している.

今回, 我々は MPPC S13081-050CS(X1) を用いた. 図 4.10 にこの MPPC の写真を載せる. こ

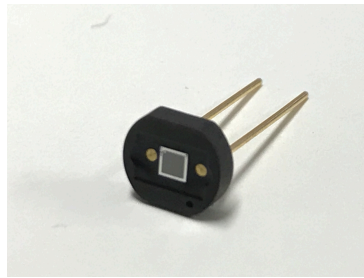


図 4.10: MPPC S13081-050CS(X1) の写真. 中心に四角く見えているのが受光面であり, 667 個の APD ピクセルからなる.

これは WAGASCI 実験の Wall MRD に用いられた MPPC のスペアとして保管されていたものであり, 主な仕様は表 4.2 に載せる. 先述のとおり, 今回用いるシンチレータの MIP に対する平均的な光量は 10 p.e. 程度であり, 一方 S13081-050CS(X1) のピクセル数は 667 個と十分に多いため, フォトンカウンティングは問題なく行われることが期待できる.

表 4.2: MPPC の基本仕様 [53]

| 型名 | S13081-050CS(X1) |
|---|-------------------------------|
| 受光面サイズ | $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ |
| ピクセル数 | 667 |
| ピクセルサイズ | $50 \mu\text{m}$ |
| 動作電圧 | $\sim 54 \text{ V}$ |
| ノイズレート ($> 0.5 \text{ p.e.}, 25^\circ\text{C}$) | $< 100 \text{ kHz}$ |
| クロストークレート | $\sim 1\%$ |
| PDE | $\sim 35\%$ |
| 感度波長 | 320 nm から 900 nm |
| 最大感度波長 | 460 nm |

図 4.11 に後述する基礎測定で得られた, LED を照射した MPPC の信号の ADC 分布を示す.

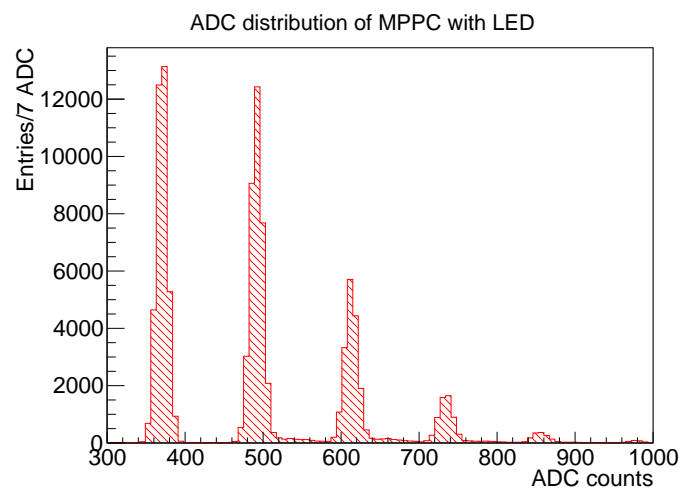


図 4.11: MPPC からの信号の ADC 分布. LED を照射したときであり, 一番左がベデスタルで順々に 1 p.e., 2 p.e... と信号が見える.

4.3.4 EASIROC NIM モジュール

EASIROC (Extended Analogue Si-pm Integrated ReadOut Chip) とは Omega 社によって開発された MPPC をはじめとする SiPM 読み出し用の ASIC (Application Specific Integrated Circuit) チップである。EASIROC NIM モジュールはこの EASIROC チップを 2 枚搭載した汎用 MPPC 読み出しモジュールであり、64 チャンネルの MPPC を同時に駆動・読み出しすることが可能である (図 4.12)。モジュールには 32 チャンネルずつのフラットケーブルコネクタがつけられており、各チップが各コネクタに対応する。図 4.13 に EASIROC ASIC チップの回路概念図を載せる。



図 4.12: EASIROC NIM モジュールの外観 [54].

一般に、光検出器の信号をデジタル値に変換する ADC (Analogue to Digital Converter) には電荷積分型 ADC と波高検出型 ADC の二種類が存在し、電荷積分型ではあるゲート信号の時間幅の間で波形を積分した面積を、波高検出型ではある時間における波形の高さを読み出す。MPPC の信号は検出された光子の数に応じて面積と信号のピークにおける波高のどちらも不連続に変化するため、いずれの方式でも欲しい情報を読み出すことが可能であり、この EASIROC モジュールは波高検出型 ADC の機能を持つ。

EASIROC モジュールは波高検出型 ADC として増幅率の異なる high gain と low gain の二種類を持っており、ダイナミックレンジとして 160 fC から 320 pC までを記録できる。また、multi hit TDC (Time to Digital Converter) の機能も持ってあり、こちらは各チャンネルにおける leading time (立ち上がり時間) と trailing time (立ち下がり時間) を記録することが可能である。

波高検出型 ADC において波高を検出するためにはある時間における波高を保持する必要がある。そのためにピークホールドが行われる。波形整形された MPPC からの信号は保持したい波高の時点で信号を受け取ると波形整形器後段との回路を遮断される。波形整形器の後ろにはコンデンサがあり、このコンデンサに回路が遮断された時点での電圧が保持される。このように波高検出型 ADC では求めたい時点での電圧を保持し波高を検出することが可能であり、これをピークホールドと呼ぶ。

EASIROC モジュールに入力された MPPC の信号は high gain と low gain の 2 つの ADC に 10:1 に分配される。本研究においては low gain の値は用いないので、以降 high gain についてのみ

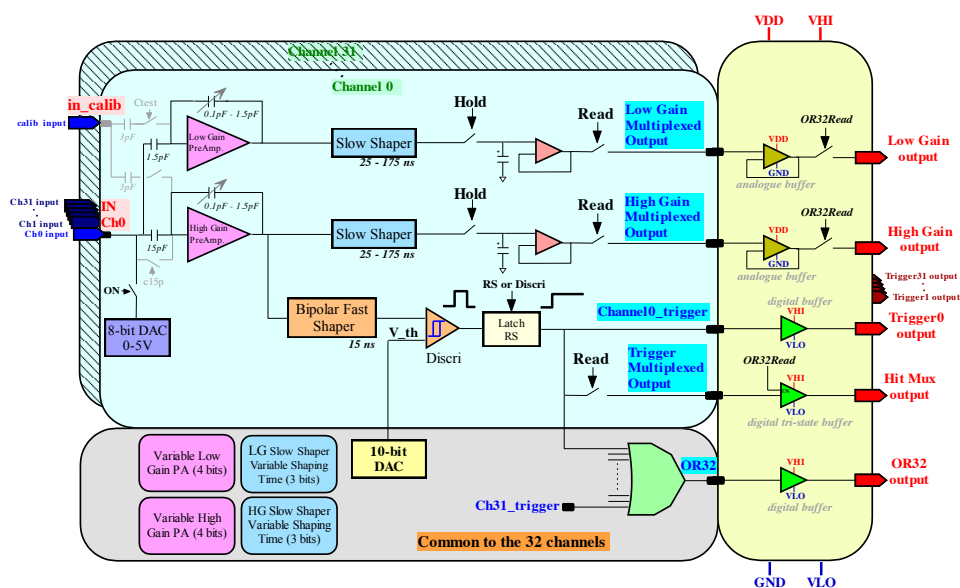


図 4.13: EASIROC チップの回路概念図 [55].

説明する. High gain の信号はさらに slow shaper と fast shaper の 2 つの shaper によって別々に整形される. Fast shaper の立ち上がり時間は 15 ns, slow shaper の立ち上がり時間は調節可能で, 25-175 ns である. Fast shaper で整形された波形は discriminator に通され, この discriminator の閾値は使用者の側で調節可能である. この discriminator によって発行された TRIG 信号を適切に時間調整することでピークホールドに必要な HOLD 信号を生成する. Slow shaper によって整形された波形は外部から供給される HOLD 信号によってピークホールドされ波高を測定するために使用される.

ここで, 図 4.14 のように EASIROC のピークホールドのタイミングが早すぎたり遅すぎたりすると波高を正しくホールドすることができず, 光量の情報を正しく測定することができない. そのため HOLD 信号と MPPC の信号のピークが合うように使用者の側で調整する必要がある. この調整には HOLD 信号に delay をかける, または EASIROC の slow shaper の立ち上がり時間を調節するといった方法が用いられる.

Multi hit TDC はチップそのものが持っている機能ではなく, EASIROC NIM モジュールに搭載されている FPGA (Field-Programmable Gate Array) の機能である. EASIROC チップの各チャンネルの discriminator の信号を受けて, leading time と trailing time の両方を 1 ns/1 bit の精度で記録することが可能であり, レンジは 12 bit = 4096 ns である. EASIROC の ADC はトリガーが発行された後, 数 μ s の間データ転送などを行っているため次のデータを取得することができないが, multi hit TDC は ADC とは独立に動いているため, この間も測定を行うことができる.

その他, 本研究において用いられる EASIROC の信号について簡単に説明する.

- デジタル入力信号

- HOLD: ピークホールドしたい時間に合わせて設定する.
- T STOP: Multi hit TDC の時間基準点. Discriminator からのデジタル信号が来てから T STOP が入力されるまでの時間差が記録される.

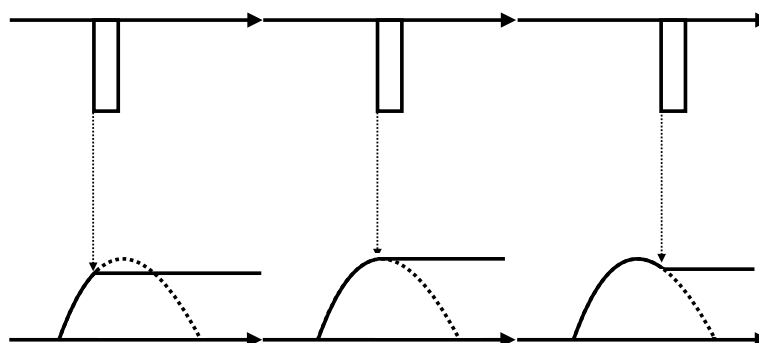


図 4.14: EASIROC におけるピークホールド. 上が HOLD 信号, 下が High Gain からの MPPC の信号である. 左の場合は HOLD タイミングが早く, 右の場合は遅くなっており波高を正しく測定することができない. 真ん中のように信号の最も高い部分に HOLD 信号が来るように調節する必要がある.

- ACCEPT: ADC が次のデータを取ることを許可する信号. TRIG が発行されてから十分後の時間に入力する.

- デジタル出力信号

- TRIG: 各チャンネルの discriminator のデジタル信号から設定された条件に応じて発行される. この信号を適切に遅延させて, 上の 3 つのデジタル信号を生成する.
- SYNC OUT: モジュール同期用のクロック信号を出力する.

- アナログ出力信号

- HG 1/2: 2 枚の EASIROC チップの slow shaper を通りピークホールドされた後の high gain 信号を出力する.

以上から分かる通り, EASIROC NIM モジュールはそれだけでは使用できず, ゲートジェネレータなどの NIM モジュールと組み合わせることで測定を可能とする. 実験において各モジュールをどのように接続しデータ取得を行ったかは後述する.

4.3.5 その他の部品

トラッカーのデザインを達成するために使用・製作したその他の部品について簡単に述べる.

4.3.5.1 シンチレータ固定具など

シンチレータをスタaggerさせた状態で貼り付けるためにポリ塩化ビニル (PVC: PolyVinyl Chloride) からなる固定具を 3 次元 CAD Autodesk Inventor を用いて設計した. ここで, 材質として PVC を選んだのはインストールに際してはトラッカーを非常に限られたスペースの中で移動させる必要があるためその重量が現実的なものでなくてはならないからである. また, トラッカーの物質量を抑制することで荷電粒子の散乱や背景事象となりうるトラッカーでのニュートリ

ノ反応を抑制する必要もあるため、これらの理由から物質量が比較的小さく、また十分に硬く扱いやすいPVCを選定した。

この固定具にはシンチレータを接着するため幅26mm、深さ1mmの溝が両面に彫られており溝に合わせてシンチレータを接着することでスタッガー層1枚を作成可能である。溝の位置がわずかにずれた2種類の固定具を設計し、これらをボルトで固定することでトラッカーのデザインを実現可能とした。図4.15にPVC固定具の実物とデザインを示す。ここで物質量を減らすため

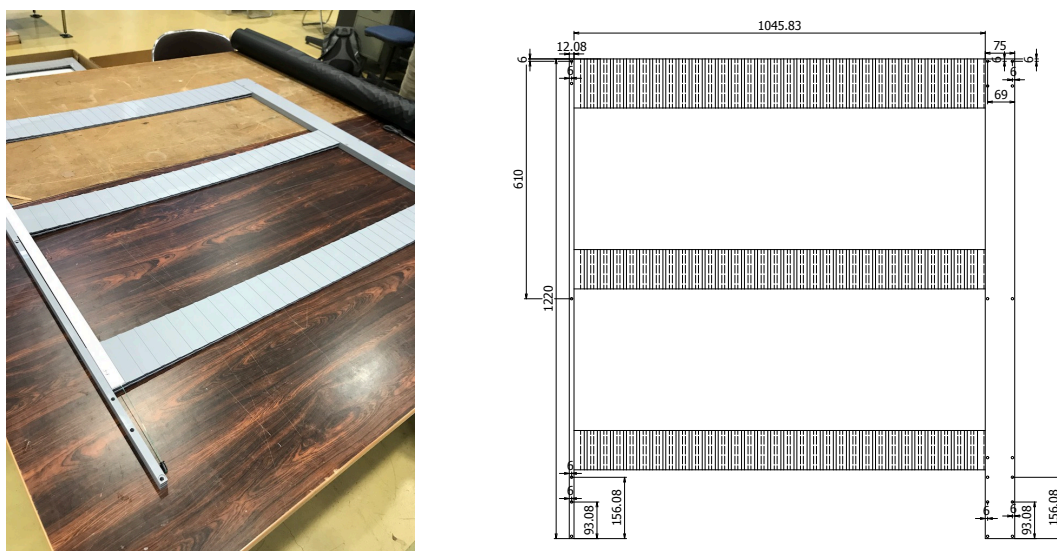


図 4.15: シンチレータを接着するための PVC 固定具。それぞれ写真 (左) と図面 (右) であり、シンチレータを接着するための溝が両面に彫られている。写真の側にはシンチレータが1本溝に沿って置かれている。

に真ん中の二箇所部分は空洞になっている。また、x層とy層を同一のものにするために固定具は上下左右非対称な形で設計した。このトラッカーにおいてシンチレータは片側読み出しされるため、波長変換ファイバーからシンチレーション光を読み出すMPPCは板の片側のみに設置される。図4.15の図面において下側の空間を波長変換ファイバーが通り、最下部に設置されたMPPCへと伸びる設計となっている。x層とy層はお互いに90°回転して組み合わせるが、シンチレータの有感領域のかぶりを最大にしつつこのMPPCが設置される空間にアクセスが可能であり、かつトラッカー全体の幅を現実的なものにするために片方の脚が細く、もう片方が太くなっている。

次にMPPCを固定する機構について説明する。波長変換ファイバーは後述するGOMIコネクタのファイバー用部品と接着され、MPPCと光学的に接続される。プラスチックシンチレータが十分に厚ければ、MPPCとの接続時に穴があいた状態のシンチレータにファイバーを通して調節することが可能であるが、今回用いるシンチレータは薄いため穴ではなく溝にファイバーを通し、接続前にファイバーをシンチレータに接着しなくてはならない。そのためMPPCがファイバー方向に動くとファイバーが折れてしまう危険性があり、動かないように固定する機構が必要である。トラッカーの4cmの隙間においてMPPCの位置を決定するための専用の固定具を、同じく3次元CADを用いて設計した。GOMIコネクタの寸法は後述するが、そのまま並べると4cmにおさまらない。また、コネクタを通すための穴と固定された後にファイバーを通るための穴の2種類の異なる大きさの穴が一つのコネクタに対して必要であるが、これもそのままでは面積が足りない。そこで、図4.16のようなファイバーを通すための穴を2つのコネクタが共有し、さらにコ

ネクタが互い違いに固定される機構を設計した。

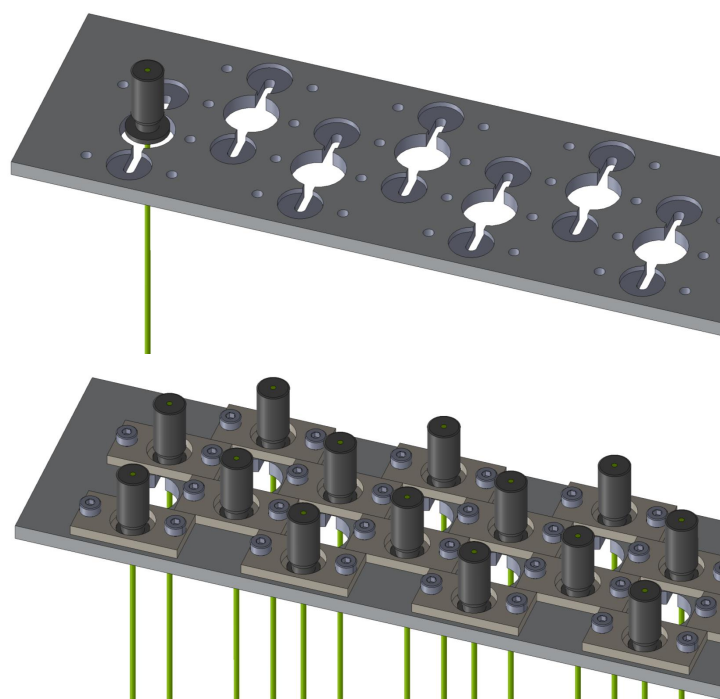


図 4.16: MPPC を固定するための機構。ファイバーを通すための穴を 2 つのコネクタが共有し、さらにコネクタが互い違いに固定される。

また、そのまま検出器として用いるには PVC の板に接着されたシンチレータだけでは脆弱であるため、この PVC の板をすべてボルトで固定し、LECO フレームと呼ばれるアルミフレームで囲んだ。ECC を置くためのラックにトラッカーが設置された際のイメージが図 4.17 である。ここで気をつけなくてはいけないのは、トラッカーの厚みにはこれら、さらにはこれらを固定するボルトやナットの高さも含まれるという点である。そのためトラッカー自体の厚さは 4 cm であるが、残された 1 cm 程度の隙間にボルトやナット、固定するための機構などが収まる必要がある。また、荷電粒子の散乱や背景事象となりうるトラッカーでのニュートリノ反応を抑制するためには、シンチレータ固定具のみならずこうした部品の物質量もなるべく小さくなる必要がある。これらの事項を考慮して、製作に必要なその他の部品も慎重に吟味した。

4.3.5.2 GOMI コネクタ

GOMI (General Optical MPPC Injection) コネクタは T2K 実験における INGRID 検出器や ND280 の FGD などで使用されている MPPC とファイバーを接続するためのプラスチック製コネクタである。GOMI コネクタはファイバー用と MPPC 用の 2 つのパーツからなり、これらを接続することでファイバー端面と MPPC の受光面を系統的に接近させることが可能となる。ファイバー用部品は最も細いところが直径 4 mm、接続部分が 6 mm であり、MPPC 用部品は外径が 8 mm である。図 4.18 に GOMI コネクタの写真を載せる。

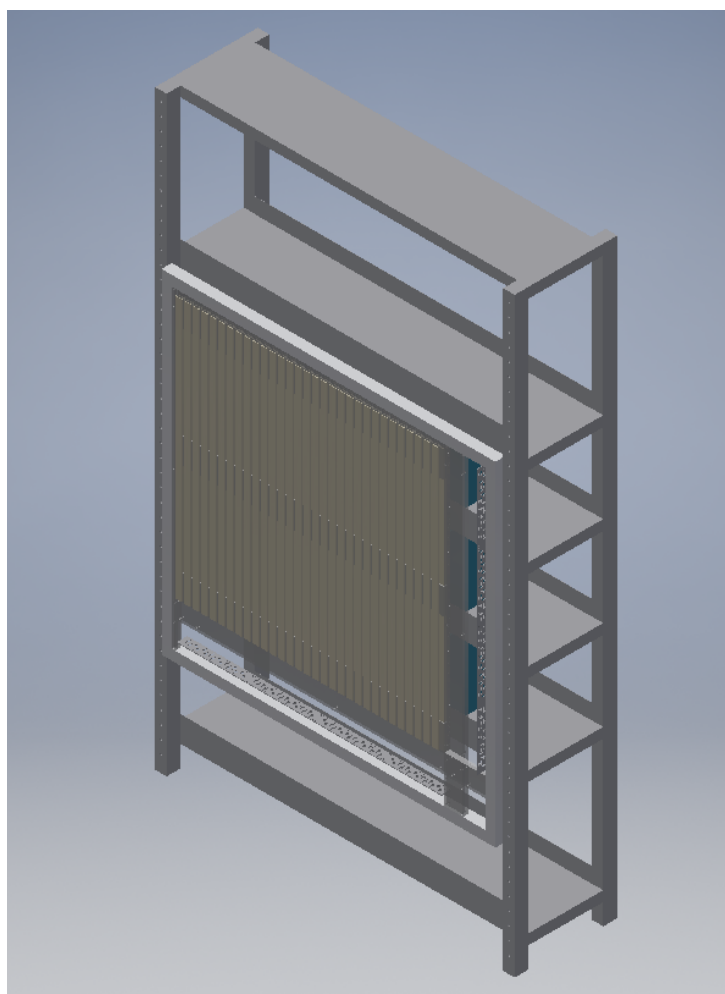


図 4.17: 3 次元 CAD によるトラッカーのイメージ.

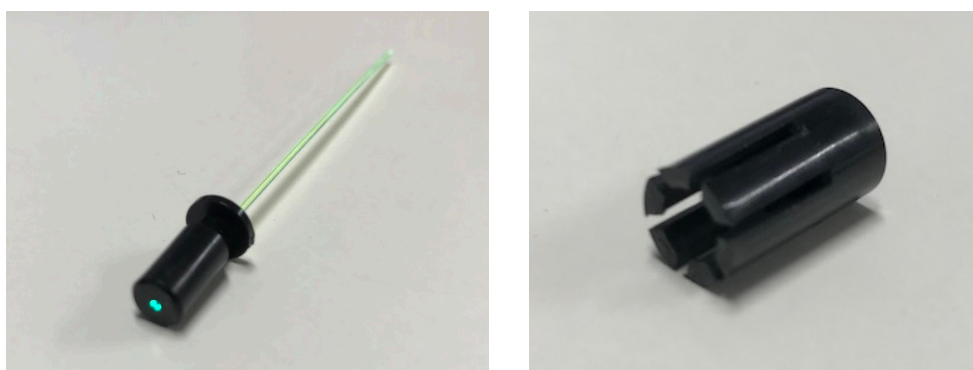


図 4.18: GOMI コネクタの写真. 左がファイバー用のパーツであり, 右が MPPC 用のパーツである.

4.3.5.3 ケーブル類

MPPC は図 4.19 のような小型の PCB (Printable Circuit Board) コネクタにより後述の同軸ケーブルと接続する.

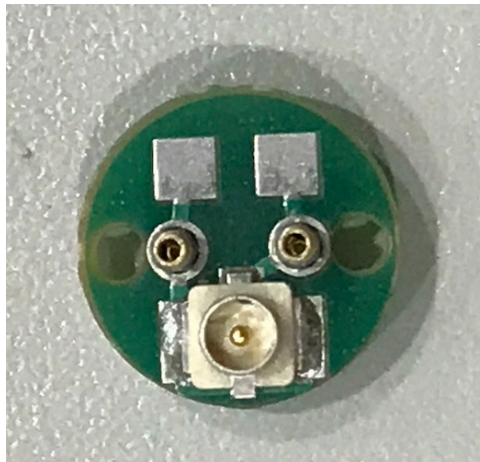


図 4.19: PCB コネクタ. 下に同軸ケーブルを接続するためのコネクタがついており, 中心付近に MPPC の脚を通すための穴が空いている. 写真の左側の穴が同軸ケーブルのグラウンドと, 右側の穴が芯線とコネクタを介してつながっている.

PCB コネクタと EASIROC モジュールではコネクタが異なるため, 専用に開発した変換基板と 2 種類のケーブルを通して接続するようにした. まず各 MPPC の PCB コネクタからケーブル変換基板までを接続する同軸ケーブルには HIROSE: U.FL-2LP-068N1-A-(1500) を使用した. このケーブルは非常に細いため, シンチレータ以外のトラッカーの物質量も抑制される. すべてのチャンネルの信号の遅れを同じにするため, 1.5 m の同じ長さのケーブルを 248 本用意し, 各ケーブルにはチャンネル番号 (0-249) がわかるように両端に番号をタグ付けした.

これらのケーブルは 32 チャンネルごとに一つのケーブル変換基板 (10 cm × 6 cm) に接続され, その後 8 本のフラットケーブル Amphenol:132-2801-034 (HIROSE: HIF6-68D-1.27R コネクタ) を用いて 4 台の EASIROC モジュールまで接続した. フラットケーブルも同軸ケーブルと同様にすべての EASIROC モジュールで 2 m の同じ長さのものを用いた. このフラットケーブルは run 8 で用いられていたものと同じものを使用した. 図 4.20 にケーブルの写真を, 図 4.21 にケーブル変換基板の写真を載せる.

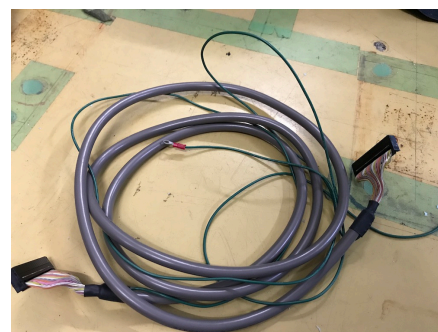


図 4.20: 同軸ケーブル (左) とフラットケーブル (右). すべてのチャンネルの同軸ケーブルは 1.5 m で統一されており, フラットケーブルもすべて 2 m の同じ長さである.

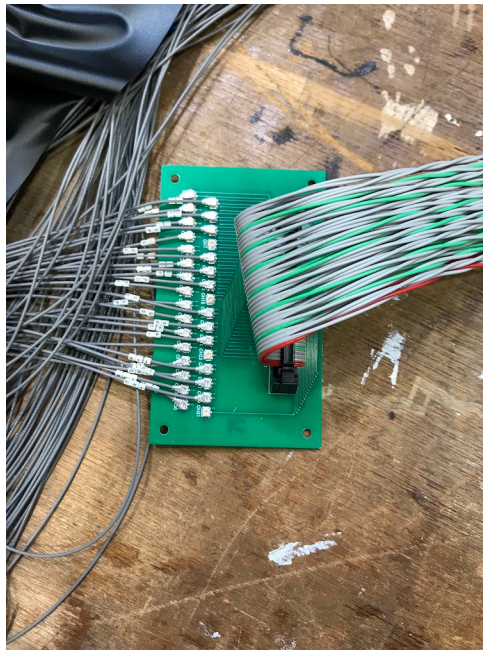


図 4.21: トラッカーに用いたケーブル変換基板. 各基板には 32 チャンネル分の同軸ケーブルが接続されており, それらの信号がまとめてフラットケーブルで EASIROC モジュールに送られる. 各同軸ケーブルは両端でチャンネル番号がわかるようになっている.

4.4 ハードウェアの基礎特性の測定

MPPC およびシンチレータに関して, 実際にトラッカーを製作する前に京都大学で基礎的な測定を行った.

4.4.1 低温環境下での MPPC の動作確認

物理ラン本番では MPPC は 10°C の冷蔵庫内で運用される. そこで, 恒温槽を用いて 10°C 環境下での MPPC の動作確認と基礎的な測定を行った.

まず, MPPC を読み出すための low-pass フィルター基板を作成した. 今回の測定では機材などの都合により EASIROC モジュールではなくその他の NIM モジュールと CAMAC の電荷積分型 ADC を組み合わせて用いた. MPPC からの信号はそのままでは小さすぎて読み出すことができないため増倍させる必要があるが, EASIROC モジュールと異なりこの ADC はアンプや shaper を搭載していないため, 別途 NIM モジュールのアンプに信号を通すことで解決する. この際, low-pass フィルターを用いて電源のノイズを落とし MPPC に印加される電圧を整える.

Low-pass フィルター基板の回路は 2 次元 CAD によって設計し, 京都大学の基板カッターで銅板を削り出すことで作成した. 図 4.22 に設計した low-pass フィルター基板の回路図と写真を載せる.

次に, この基板に GOMI コネクタに入った MPPC を装着し恒温槽の MPPC がある側から遠い壁面に MPPC の有感領域の波長を持つ LED を設置した. ここで GOMI コネクタに MPPC を入れたのは実機での測定と近い状態にし, また MPPC に入る光量を適当な値に抑制するためである. LED はアルミシャーシに固定されて距離を保つようになっており, 1 p.e. や 2 p.e. などの低

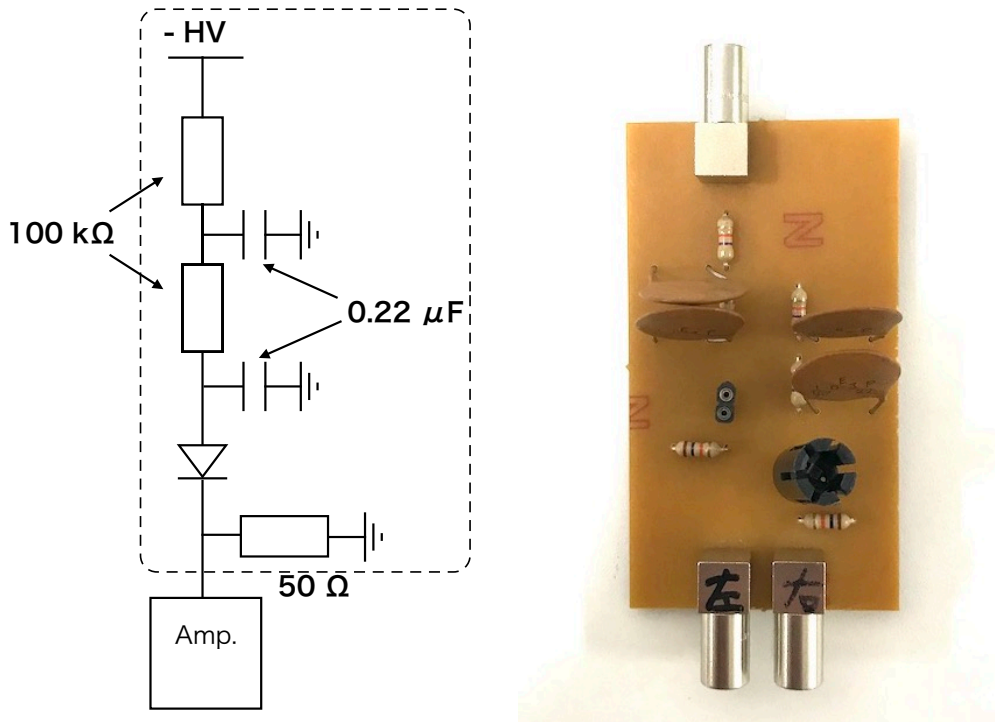


図 4.22: Low-pass フィルター基板の回路図 (左) と写真 (右). 100 kΩ の抵抗と 0.22 μF のコンデンサからなる 2 つの low-pass フィルターの後ろに MPPC があり, その後ろにはアンプと並列に 50 Ω の抵抗が接地されている. 右の写真からも分かる通り, 2 つの MPPC に同じ電圧を印加できるように 1 つの基板に並列に左の回路を 2 つ削りだした.

い信号も見るために光量を抑える目的でシャーシと MPPC の向きを図 4.23 のように逆向きにした. この LED で MPPC に光を入射し測定を行った.

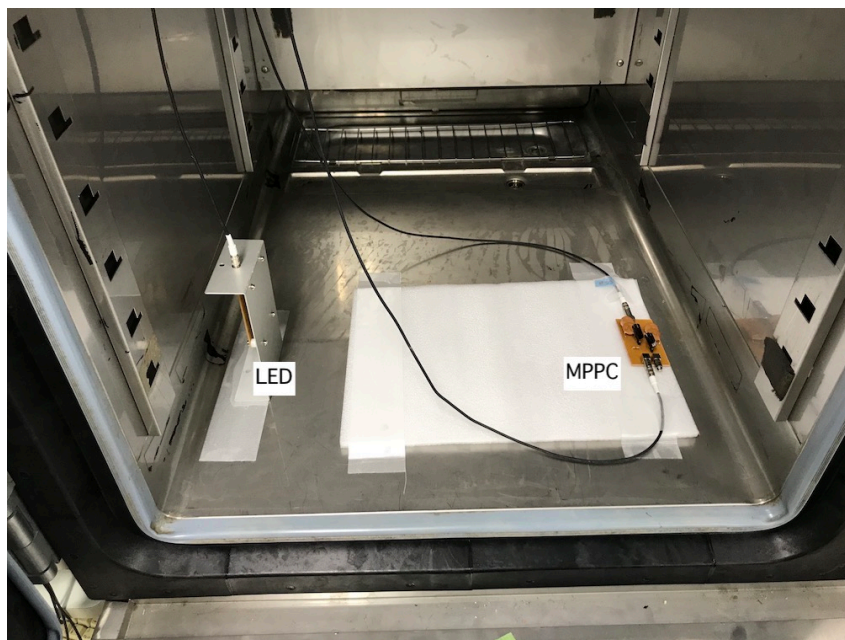


図 4.23: MPPC 測定のセットアップ写真.

まず、MPPC がきちんと応答するかを見るために遮光した恒温槽内の温度を 10°C に保った状態で LED をクロックジェネレータを用いて一定の時間間隔で光らせた (図 4.24)。クロックジェネレータの信号はゲートジェネレータを介して ADC にもゲート信号として入力される。LED が光った時点での MPPC からの信号の ADC 分布を見ることで MPPC が期待する応答をしているかを確認した。MPPC にかけた電圧は浜松ホトニクスによる推奨値である 53.2 V であった。ただしこの値は 25°C における推奨値であることに注意しなくてはならない。

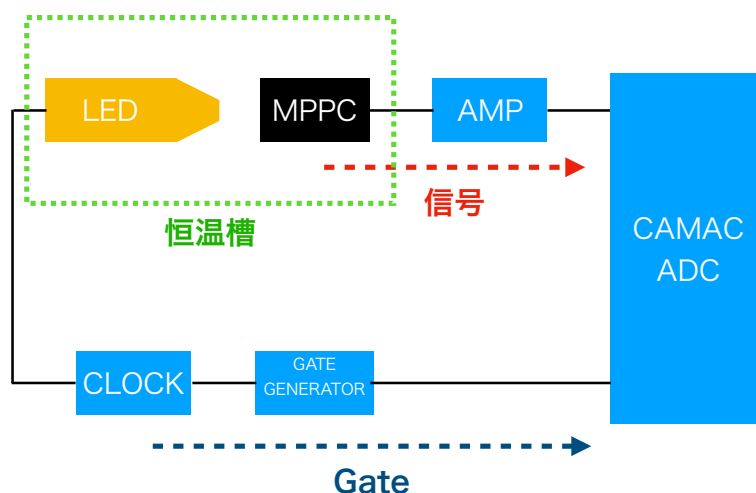


図 4.24: MPPC 測定のセットアップの図。クロックジェネレータを用いて LED を光らせ、その際の MPPC からの信号を CAMAC ADC で測定した。

得られた分布が図 4.11 であり、期待通り光子数ごとに区別可能な分布が確認できた。

次に、この MPPC の基礎特性を測定した。LED を照射した ADC 分布から MPPC のゲインを計算し、ノイズレートについては LED を照射せず一定時間ごとに何も照射されていない MPPC の信号を測定した ADC 分布を用いて解析を行った。

まず、ゲインの解析について述べる。ゲインは図 4.11 の ADC 分布から求めることができる。

1. まず 1 番左のペDESTアルと 2 番目の 1 p.e. のピークを検出する。
2. 次に検出されたピークの値を初期値としてガウシアンを各ピークにフィッティングする。
3. それぞれのピークへのフィッティングで得られたパラメータを初期値としたダブルガウシアンで分布全体へのフィッティングを行う。
4. ダブルガウシアンのペDESTアルの ADC 値を ADC_{ped} , 1 p.e. の ADC 値を $\text{ADC}_{1\text{ p.e.}}$ とおくとゲインは

$$\text{Gain} = \frac{(\text{ADC}_{1\text{ p.e.}} - \text{ADC}_{\text{ped}}) \times 1\text{ ADC カウントあたりの電荷量}}{e \times \text{増倍率}} \quad (4.5)$$

という式で計算できる。ただし、 e は素電荷 $1.6 \times 10^{-7}\text{ pC}$ である。今回の測定では 1 ADC カウントあたりの電荷量は以下のようにして計算できる。まず、CAMAC ADC のダイナ

ミックレンジは 12 bit, 1000 pC なので 1 ADC カウントあたり 1000/4096 pC である. ADC に入力された信号はアンプで 100 倍に増幅されているので今回の場合式 (4.5) は

$$\text{Gain} = \frac{(\text{ADC}_{1 \text{ p.e.}} - \text{ADC}_{\text{ped}}) \times 1000}{1.6 \times 10^{-7} \times 4096 \times 100}$$

となる.

図 4.25 にダブルガウシアンでフィッティングを行った ADC 分布を載せる.

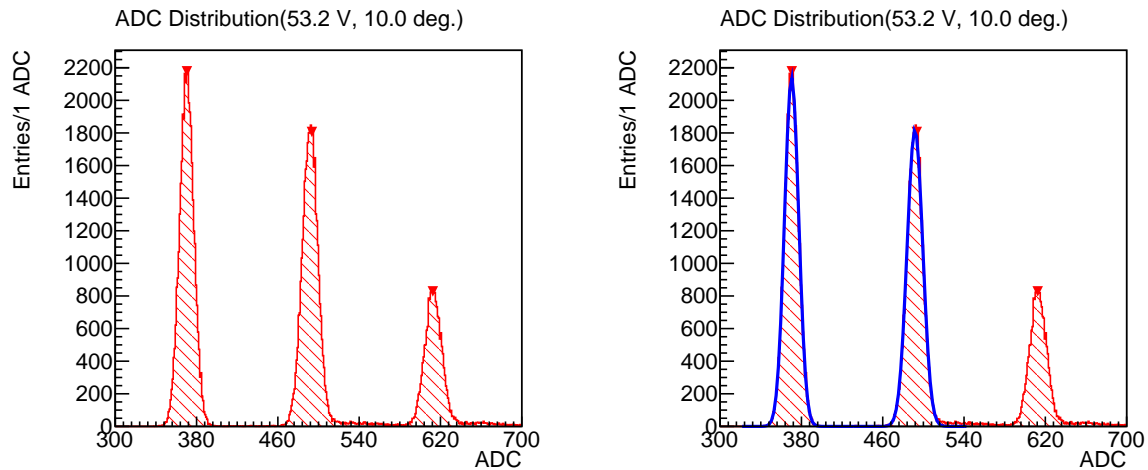


図 4.25: ゲイン測定におけるダブルガウシアンフィッティング. 左がピークサーチをおこなった結果であり, 右は最終的なダブルガウシアンフィッティングを行った図である.

解析の結果, 53.2 V, 10.0°C における MPPC のゲインは 1.85×10^6 となり, 0.5 p.e. の ADC 値は 431 であった. この値は次のノイズレート測定の際に用いる.

次にノイズレートの測定について説明する. ノイズレートは LED を照射しない測定データ (図 4.26) を用いて計算できる. MPPC において検出された光電子数がポアソン分布に従うことを仮定すると, LED を照射していない測定結果におけるペDESTALのイベント数 N_{ped} を用いてノイズレートは

$$\begin{aligned} \text{Noise rate} &= \frac{\sum_{i=1}^{\infty} i \times N_i}{T_{\text{gate}} \times N} \\ &= \frac{N \times \lambda}{T_{\text{gate}} \times N} \\ &= \frac{\ln N - \ln N_{\text{ped}}}{T_{\text{gate}}} \end{aligned} \quad (4.6)$$

と表せる. ここで N は測定された全イベント数, N_i は i 個の光子として測定されたイベント数, λ はポアソン分布の期待値, T_{gate} は ADC に入力したゲート信号の時間幅である. 今回の測定では N_{ped} として ADC < 431 のイベント数を用い, ノイズレートとして 28 kHz という測定結果を得た.

これらの値は以前に室温下で測定された値^[51]と比較しても大きな違いがなく, 冷蔵庫の中でも

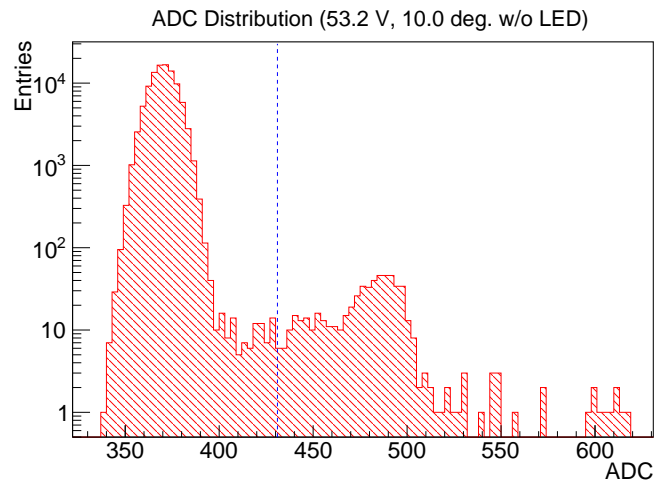


図 4.26: LED を照射していないMPPC の ADC 分布. 0.5 p.e. に相当する 431 ADC カウント以下のイベントをペダスタルと定義した。

MPPC は問題なく動作することが確認できた。

4.4.2 宇宙線を用いたシンチレータの光学的クロストーク測定

デザインされたトラッカーにおいてシンチレータ間での光学的クロストークが起これると、ヒットがあったシンチレータの組み合わせが実際の荷電粒子が通過した領域と異なるパターンとなってしまうため、トラッカーデザインを活かすことができない。シンチレータには反射材が塗られているため大きなクロストークは起こりにくいと考えられるが、ダークカウントを超えるような大きさのクロストークがあると、測定の閾値をそれ以上に設定する必要が出てくる。そのような高い閾値に設定するとトラッカーの検出効率を下げたり、位置測定精度を悪くすることにつながってしまう。そのため、シンチレータ間に遮光用のブラックシートを挟むことを提案した。しかし、ブラックシートを挟むことによりトラッカー内に余計な物質が増え、トラッカー自体の厚みもわずかながら増してしまうという欠点も考えられる。そこで宇宙線を用いて、ブラックシート導入の必要性を検討するための試験を行った。

測定には 10 cm 程度の長さで切断された WAGASCI 用シンチレータを用いた。このシンチレータにオプティカルセメント (ELJEN TECHNOLOGY, EJ-500 A/B) を用いて波長変換ファイバー Y-11 (200) を接着した。ファイバーを接着した後の溝にはトラッカー製作本番では反射材を塗布したが、今回は塗布しなかった。このようにしてファイバーを接着した 2 枚のシンチレータを溝が入っていない面同士が向き合うように重ねてスタンドの上に固定した。重なっている領域については、スタッガーしたシンチレータは最大でその幅の 1/3 程度重なると考えられるので 8 mm 程度の幅を確保した。ここでファイバーがある領域同士が直接重なり合うことはない。そのため、本番では x (または y) 層の 2 層目と 3 層目のシンチレータの溝が入っている面同士が反射材ありで重なり合うが、ブラックシートの必要性を確認する上では大きな問題はないと考えられる。以降、この節ではこの重なり合ったシンチレータのうちの上側を up, 下側を down と呼ぶことにする。

次に、これと同じものをさらにトリガー用のシンチレータとして 3 枚作成した。これらを図 4.27, 4.28 のように測定用のシンチレータの上に 2 枚、下に 1 枚設置し、3 枚のコインシデンスを取る

ことで宇宙線が up だけに入ったときにトリガーするように位置を調節した。このようにして, up と down の間に厚さ 0.1 mm のブラックシートを挟んだときと挟んでいないときのそれぞれの信号を測定し分布がどの様になるかを確認した。

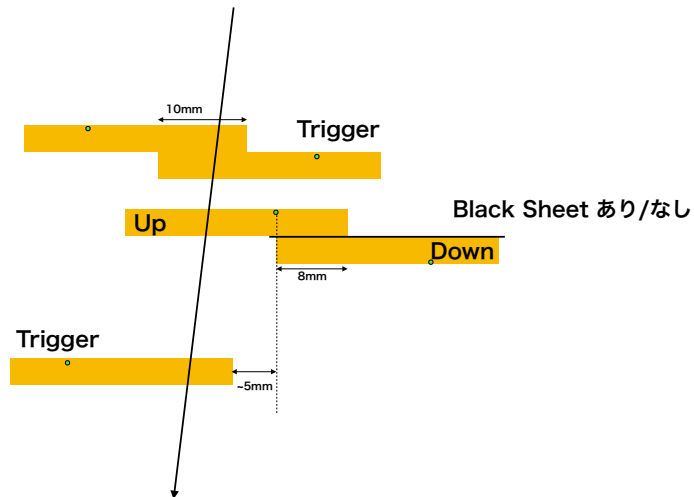


図 4.27: シンチレータのクロストーク測定におけるシンチレータの配置の概念図。重なったシンチレータのうち上だけを宇宙線が通ったような場合のみトリガーを発行し, 下での光量を測定する。

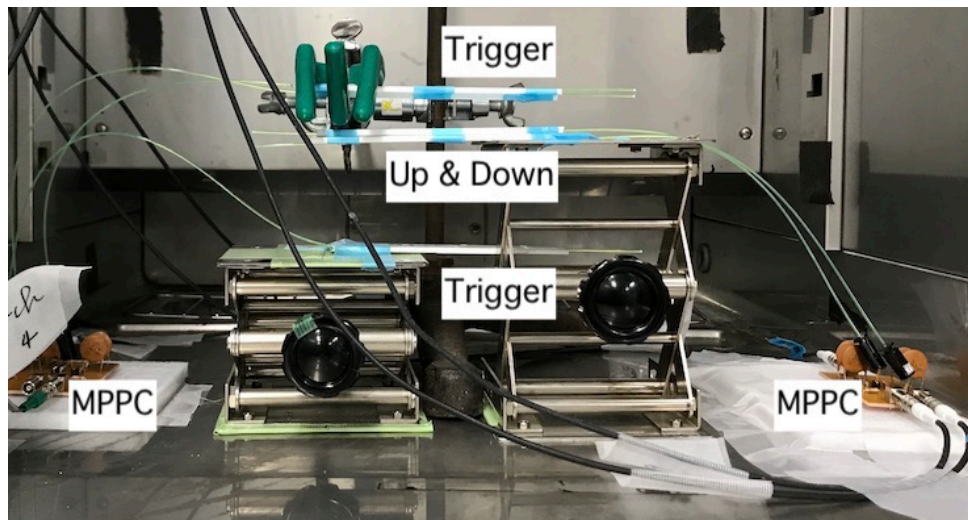


図 4.28: シンチレータのクロストーク測定セットアップ写真。真ん中の up, down シンチレータを挟むように上下にトリガーシンチレータが設置されており, 各シンチレータからの光を MPPC で読み出している。

シンチレータからのシンチレーション光は波長変換ファイバーを通して, MPPC で検出される。ここで波長変換ファイバーと MPPC は GOMI コネクタで接続されている。各シンチレータから読み出された MPPC の信号は MPPC の基礎特性測定に用いられたのと同様な low-pass フィル

ター基板によって波形を整形された後、アンプで増倍され CAMAC ADC に入力された。図 4.29 にクロストーク測定のセットアップの概念図を載せる。

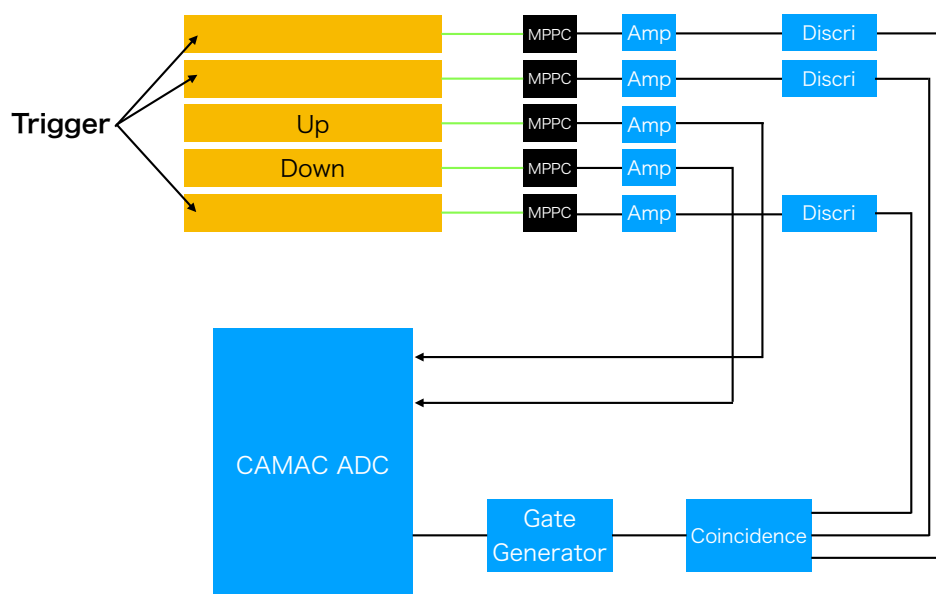


図 4.29: シンチレータのクロストーク測定のセットアップ。

ADC カウントから光量への変換は、まず MPPC のゲイン測定の要領でピークサーチ、ゲイン算出を行いその値を用いて $\text{光量} = (\text{ADC} - \text{ADC}_{\text{ped}}) / \text{Gain}$ という関係式から導出した。まず、ブラックシートを挟まなかった場合の up と down の光量分布 (図 4.30 左) を見たところ、up ではダークカウント以上の十分に大きな光量を持った信号が検出されており、このセットアップにより up に入射する宇宙線データを取得できていることがわかる。一方で down を見てみると、ペDESTタル以外にも 1-4 p.e. 程度の信号が検出されておりその数は全イベントの半分程度を占めていた。この 1-4 p.e. はダークカウントもしくはシンチレータ間のクロストークによるものであると考えることができる。MPPC の基礎特性測定においてダークカウントは最大でも 2 p.e. 程度までしか観測されなかったため、これがクロストークによるものだと考え、クロストーク率を計算した。Up で 1.5 p.e. 以上の信号が測定された場合において、down では 1.5 p.e. 未満の信号が測定されていた場合が 661 イベント、1.5 p.e. 以上の場合が 208 イベントであった。ここで閾値を 1.5 p.e. としたのはダークカウントの影響を抑えるためである。これをもとに単純にクロストーク率を計算すると、 $208 / (661 + 208) \sim 24\%$ となった。続いてブラックシートを間にはさみ同様の測定を行った。

図 4.30 の右にブラックシートを挟んだ場合の光量分布を載せる。まず up では同様に入射する宇宙線データを取得できていることがわかる。次に、down の光量分布を見てみると、光量 2 p.e. 以上のピークがきれいに消えていることが確認できた。ブラックシートなしの場合と同様な計算を行ったところ、クロストーク率は $55 / (55 + 838) \sim 6\%$ となった。MPPC の基礎特性測定におけ

るダークカウントに比べると 1 p.e. はまだ多いが、それ以上が消えていることからブラックシートがクロストークの抑制に大きく役立っているといえる。

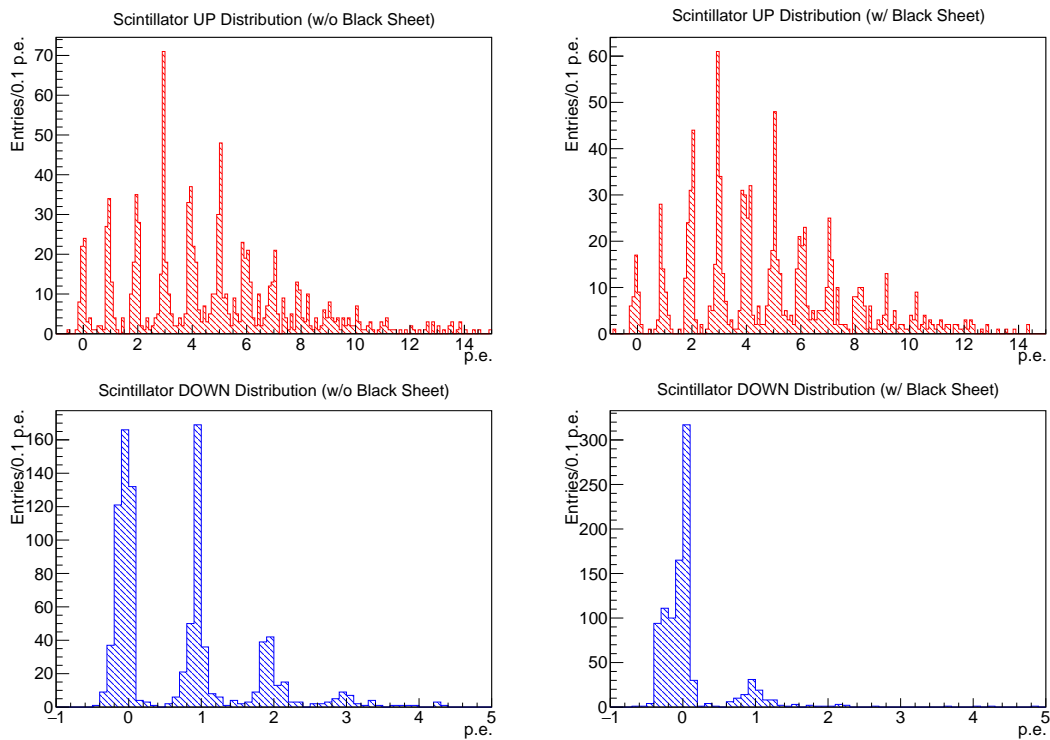


図 4.30: ブラックシートあり/なしでの光量分布. 左がブラックシートなし, 右がありのもので, 上が up のもので下が down のものである.

以上の測定結果から, トラッカーの製作においてはシンチレータの間にブラックシートをはさみ, クロストークを抑制することを決定した. また, 実際のトラッカーにおけるデータ取得のトリガー閾値はダークカウントやシンチレータ間の光学的クロストークの影響を抑えるために 1.5 p.e. もしくは 2.5 p.e. 以上を目安とするようにした.

第 5 章 Geant4 による検出器シミュレーション

本章ではトラックを含む NINJA 実験の検出器シミュレーションの構築, およびそれを用いたトラックの位置分解能評価について述べる.

5.1 トラックの位置分解能評価

前章で述べたように垂直に入射する荷電粒子に対して, トラックは 1.2 mm の位置分解能を持つことが期待される. しかし, 実際には荷電粒子は様々な角度でトラックに入射し, また反応由来の複数の荷電粒子が同時に入射することもある. よって, 実際に期待されるトラックの位置分解能をモンテカルロシミュレーションを用いて評価した. J-PARC で生成されたニュートリノについてシミュレートするために, 以下の 3 段階のシミュレーションを行う.

5.1.1 JNUBEAM によるニュートリノビームラインシミュレーション

JNUBEAM^[56] は J-PARC ニュートリノビームラインにおいてニュートリノビームを生成する過程をシミュレートするプログラムである. まず, グラファイト標的に加速器からの陽子を衝突させ, 生成した二次粒子を電磁ホーンで収束・発散させる. その後二次粒子の崩壊をシミュレートし, 生成したニュートリノのフラックス, 運動量, エネルギー, 角度を得る.

5.1.2 NEUT によるニュートリノ反応シミュレーション

NEUT^[57] はニュートリノと核子, 原子核との相互作用をシミュレートするプログラムライブラリであり, K2K 実験やスーパーカミオカンデ, T2K 実験などで用いられている. JNUBEAM で生成されたニュートリノフラックスをインプットとしてニュートリノの反応, 原子核内での運動, またそれに伴う二次粒子の反応, 運動をシミュレートし, 終状態における粒子の情報が出力される.

5.1.3 Geant4 による検出器シミュレーション

Geant4 (GEometry ANd Tracking)^[58] は CERN により開発された, 粒子の物質中での運動および相互作用をシミュレートするツールキットである. NEUT によって出力されたニュートリノ反応およびその二次反応で生成された粒子の情報をインプットとして, 検出器内での粒子の運動及び相互作用をシミュレートする.

5.1.4 トラッカーの位置分解能

Geant4 による検出器シミュレーションを用いてトラッカーの位置分解能の評価を行った。まず、Geant4 を用いて図 5.1 のようなセットアップを構築した。座標軸はニュートリノビーム方向を z 軸、鉛直上向き方向を y 軸とし、それらと xyz が右手系を組むように x 軸とする。このセットアップにおいては幅 24 mm, 厚さ 3 mm, 長さ 1.02 m のシンチレータが 8 mm ずつの間隔を空けながらトラッカーのスタaggerしたデザインを構成している。ここでこのシンチレータはまわりの反射材やファイバーが埋め込まれる溝まで考慮し、有感領域を正確に再現している。シンチレータにおける荷電粒子のエネルギー損失は消光、ファイバーでの減衰、MPPC での検出効率や統計的なゆらぎの効果を考慮して光電子数に変換され、チャンネルごとに記録される。今回はそれぞれのチャンネルについて 1 p.e. 以上の光量が観測されたチャンネルをヒットと定義して解析を行った。

ニュートリノビーム方向について上流に $1\text{ m} \times 1\text{ m} \times 50\text{ cm}$ の直方体の水標的を配置し、そのすぐ下流にシンチレータが水平に並んだ y 層、垂直に並んだ x 層がそれぞれ配置されている。ここで現実のデザインにおいてはシンチレータを支持するためにシンチレータ間に板などが配置され隙間が生まれるが、このシミュレーションにおいては概念設計の段階で行ったものであり、隙間のない単純なセットアップで評価を行った。シミュレーションの改良については後述する。

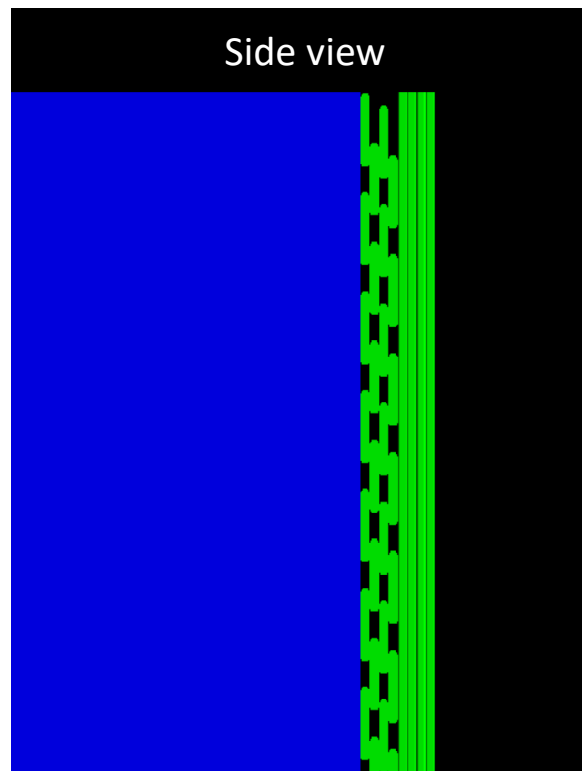


図 5.1: トラッカーの位置分解能評価のための Geant4 におけるセットアップ。ニュートリノビームは左から右に向かって入射されている。上流に標的として青色の直方体が配置されており、その下流に緑色のシンチレータで y 層, x 層が配置されている。

次に、NEUT を用いて標的直方体内での一様なニュートリノ反応を生成した。NEUT の出力ファイルには反応点の座標とその反応点における荷電粒子の運動量の各成分が入っているため、こ

れを用いて ν_μ の CC 反応からのミューオンの飛跡を上流から 2 層目と 3 層目のシンチレータの間まで外挿し、トラックの x 層, y 層それぞれにおけるミューオンの通過位置とする。一方で、シンチレータのヒット情報が Geant4 シミュレーションによって出力されるため、これを用いてトラックでの位置再構成を行う。通過位置と再構成された位置の差を見ることで、このトラックデザインがどれだけ正しく位置を再構成できるかを見積もることができる。

まず、反応の終状態における粒子について ν_μ の CC 反応によるミューオンのみを Geant4 で生成し、シンチレータでのヒット情報から位置を再構成することを考える。確実にトラックの有感領域に入った飛跡だけを対象とするために、外挿したミューオンの飛跡がトラックの端 5 cm を除いた $-45 \text{ cm} < x(y) < 45 \text{ cm}$ を通過したもののみを使用した。

トラックでの位置再構成の方法として、まずトラック内にあるヒットをクラスターに分ける。今回のシミュレーションではミューオン 1 本の粒子を生成したが、実際はニュートリノ反応からの複数の荷電粒子がトラックに入射する場合があるので、この段階でクラスタリングを実装した。複数の荷電粒子による効果については後述する。シンチレータには各層について x もしくは y 方向に 0 から 30 までの通し番号が付与されている。今回の解析においては単純に連続する番号のシンチレータにヒットがあったシンチレータの集合をクラスターと定義した。

次に、クラスター内のヒットパターンを引き起こす飛跡を探索する。今回は飛跡の角度として NEUT に記録されている真の角度を用いた。この角度は実際には Baby MIND において再構成された飛跡情報や Baby MIND の上流の層とトラックとの飛跡接続から求められる。このような角度を持つ飛跡をクラスターの範囲で x (y) 方向に平行移動させ、クラスターのヒット情報を満たす位置を見つける。このときヒット情報を満たすか満たさないかは、直線が各シンチレータの頂点を通過するたびに変わるはずである。したがって、クラスターを覆う範囲の全頂点に対して、与えられた角度を持ちその頂点を通る直線を引き、その直線がクラスターのヒット情報を満たすかどうかを確認した (図 5.2)。

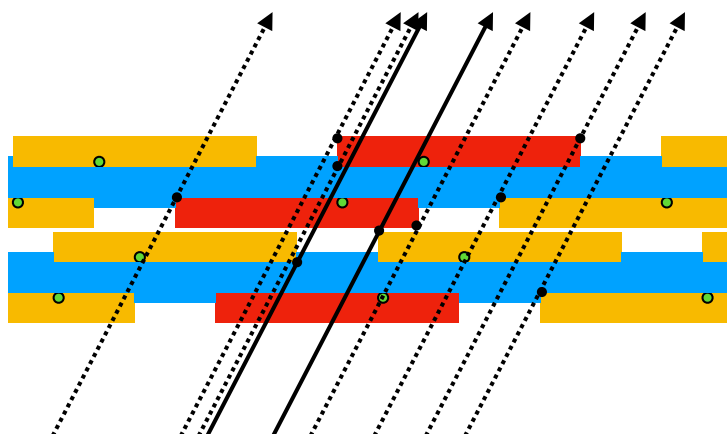


図 5.2: シミュレーションにおける位置再構成。赤色がヒットしたシンチレータである。真の角度を持つ直線を各頂点から引き、ヒットパターンを満たすようなもの (実線の矢印) を見つけ出す。そのような直線のうち位置が最小のものと最大のものと平均を再構成された位置とする。

このようにして得られたヒット情報を満たす頂点に対してその最小値と最大値の平均を再構成された位置と定義した。また、このような頂点が存在しなかった場合には単にシンチレータの位

置の平均を再構成された位置とした．このようにして得られた再構成位置と外挿して得られた通過位置の差の分布を図 5.3 に示す． Δx , Δy の分布はどちらも同様な分布が得られるはずである．実際，図 5.3 を見るとともに同じような分布となったため，以降このような図においては Δy についてのみ掲載する．ここでシミュレーションの統計量は 10^{23} P. O. T. で規格化されており，トラッカーの性能を評価するのに十分な量を生成した．

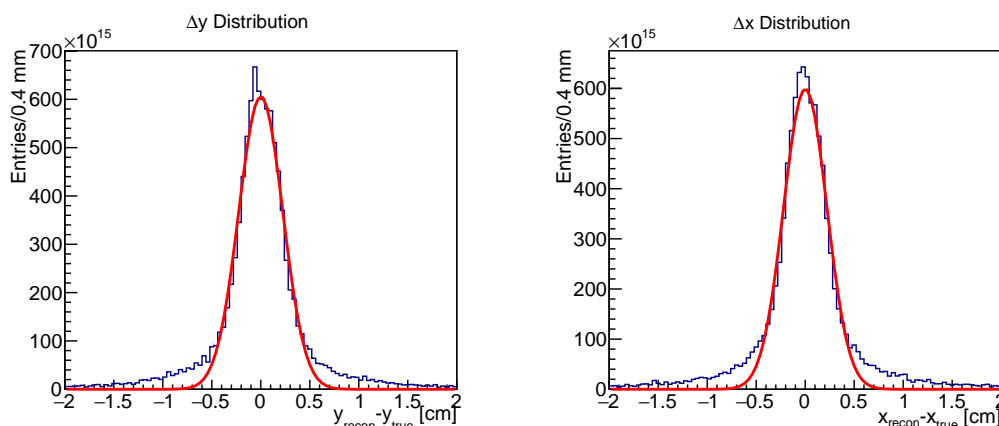


図 5.3: 水標的における ν_μ の CC 反応によるミューオンのみを Geant4 で生成した際のトラッカーの位置分解能評価．ガウシアンで分布の中心付近にフィッティングを行い， $\sigma \sim 2.2$ mm という結果を得た．なお，分布がガウシアンから外れていることがわかりやすいようにフィットされたガウシアンはフィット範囲外まで外挿されている．

この分布を見ると，中心は 0 付近でピークになっており正しく位置再構成がされていることが確認できた．この分布に対してガウシアンでフィッティングを行った．この分布は $|\Delta x (\Delta y)| > 0.5$ cm においてガウシアンから外れているように見えるため，この範囲の内側でフィッティングを行ったところ， $\sigma \sim 2.2$ mm という結果を x , y ともに得た．なお，図 5.3 においては分布がガウシアンから外れていることがわかりやすいようにフィットされたガウシアンはフィット範囲外まで外挿されており，以下のフィッティング結果についても同様である．ガウシアン以外の分布については後ほど考察を行う．この σ がトラッカーの位置分解能に対応するため，この段階では考案されたトラッカーのデザインは位置分解能 $\sigma = 2.9$ mm 以下という要求性能を達成するといえる．

しかし，実際にはニュートリノ反応からの複数の荷電粒子がトラッカーに入射し，ミューオンの位置再構成を他の粒子が妨げる可能性がある．そのため，次にミューオンのみでなく ν_μ の CC 反応からの二次粒子をすべて Geant4 で同時に生成した場合を考察する．この場合は同じようにクラスターを探索し，複数のクラスターが生成された場合はそれぞれのクラスターについて同様の位置再構成を行う．複数の荷電粒子が下流方向に向かう場合，Baby MIND によってミューオンを識別し，トラッカーにおけるおおよそのミューオンの位置を予測することができるため，複数のクラスターのうち最も近いものをミューオン由来と判断することになる．したがって今回の解析においては複数のクラスターの再構成された位置のうち最も真の値に近いものをミューオンの再構成された位置と定義した．このときに問題となってくるのがミューオンとその他の荷電粒子 (p , π) が近くにあり一つの大きなクラスターを生成する場合である．この場合，一つのクラスターのヒット情報を満たすような直線が存在せず，その場合の再構成された位置はクラスター内の全シンチレータの平均位置と定義した．以上のように位置を再構成した上で，ミューオンのみ

の場合と同様の分布を作成した (図 5.4). この場合, 同様に $|\Delta y| < 0.5$ mm の範囲でガウシアン

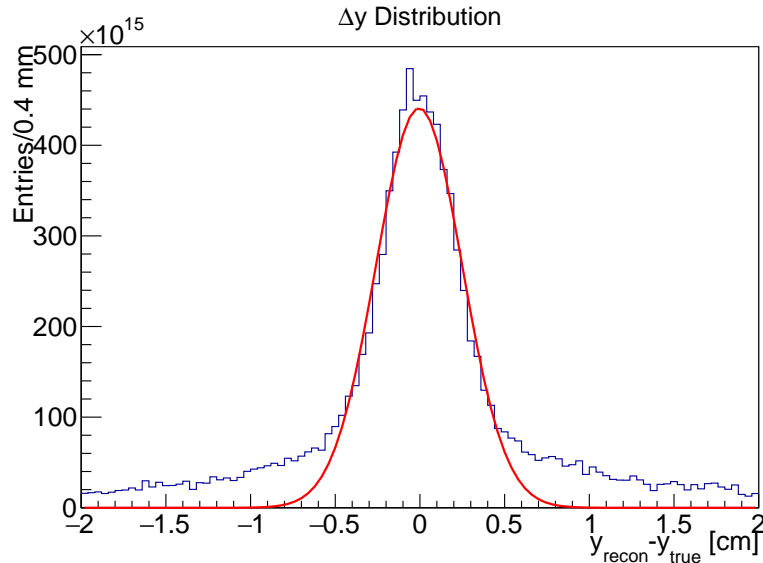


図 5.4: 水標的における全荷電粒子を追跡した際のトラッカーの位置分解能評価. ガウシアンで分布の中心付近にフィッティングを行い, $\sigma \sim 2.6$ mm という結果を得た. ガウシアン外のイベントが如実に増えている.

フィッティングを行うと, $\sigma \sim 2.6$ mm という結果を得た. また, トラッカーのデザインを考えると, 一本の直線的な飛跡によって生成されるクラスターは 1 層あたり 2 以上 4 以下のヒット数を持つ. したがって複数粒子によるクラスターの影響を見るために, ミューオンと判定されたクラスターのヒット数が 4 以下のものだけを取り出した分布と比較した (図 5.5). $|\Delta y|$ の大きなところ

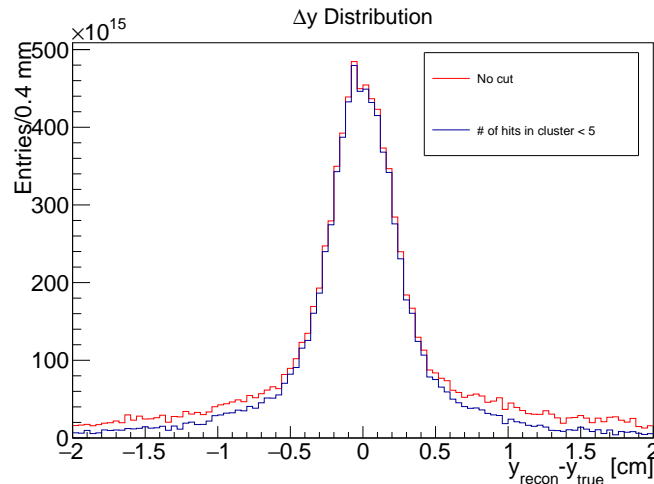


図 5.5: 水標的における全荷電粒子を追跡した際のクラスターのヒット数の影響. クラスターのヒット数が 4 以下の場合には 1 本の飛跡によるクラスターと考えられ, Δy の大きなところでこれらの差が現れている.

ろで 2 つの分布の差が大きく現れており, たしかにこのような多ヒットクラスターが位置分解能を悪くする一因であることがわかる.

最後にガウシアンの外にある分布について考察する. まず, 図 5.6 にニュートリノ反応点の z 座標と Δy の二次元分布を載せる. この分布においてまず $z > -10$ cm の領域で $|\Delta y|$ が大きなイベ

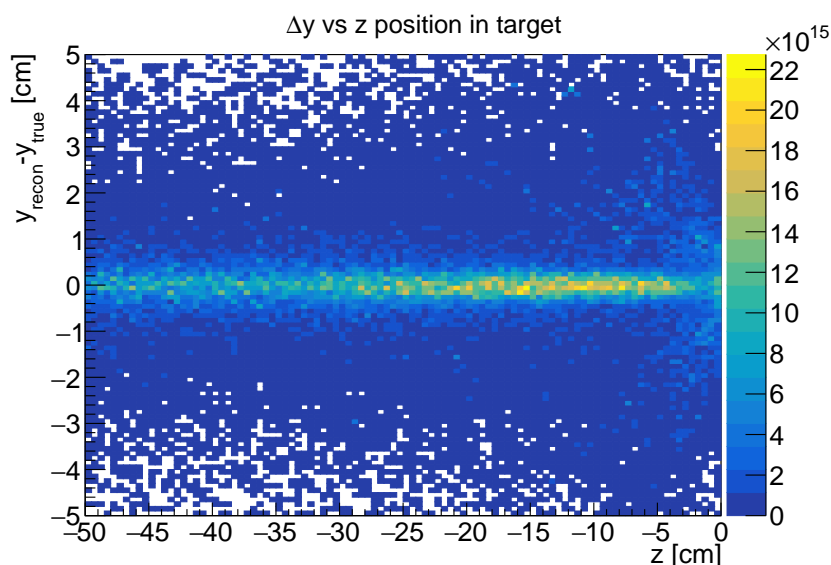


図 5.6: 水標的の場合のニュートリノ反応点の z 座標と Δy の二次元分布. トラックカーに近い $z > -10$ cm あたりの領域で多ヒットクラスターの影響が見え, また, z がトラックカーから遠ざかるにつれて位置分解能が悪くなっているように見える.

ントが存在し, これが多ヒットクラスターによるものだと考えられる. ニュートリノ反応がトラックカーから遠い場所で起こった場合は複数の荷電粒子が生成されても標的の内を飛ぶ間に十分お互いが離れ, トラックカーに到達する頃には別々のクラスターを生成するようになる. 一方で, トラックカーに近い場所で反応が起こるとこれらの粒子が離れきる前にトラックカーに到達し, 図 5.7 のような一つの大ヒットクラスターを生成してしまう. しかし, 実際にはトラックカーの上流から水標

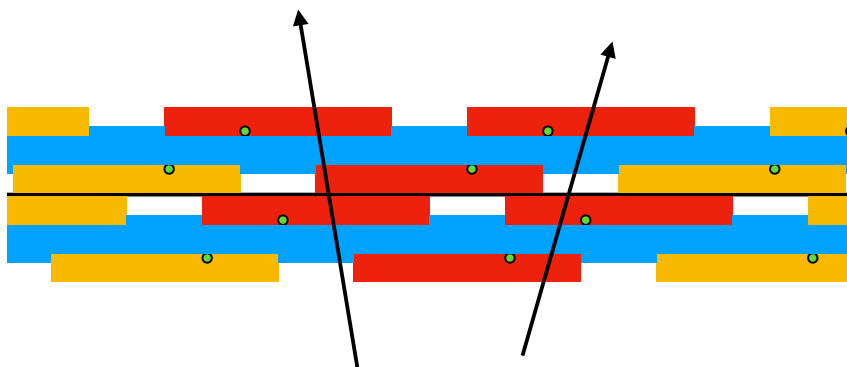


図 5.7: 多ヒットクラスターのイメージ. 複数の荷電粒子が近いシンチレータでヒットを起こすと一つの大ヒットクラスターを生成してしまう.

的までには 3 cm 程度のシフターや 1 cm の厚みを持つアクリルタンク, 1 cm 程度の鉄 ECC など合計 5 cm 程度の空間がまずあるためこのような効果はかなり減少すると考えられる. さらにこの効果を逆に利用して, 多ヒットクラスターについては標的の下流側で反応点を組む飛跡のみを探索すれば接続候補となる原子核乾板中の飛跡が減るため, その分位置分解能への要求を緩和することができる. 例えば約 30 cm の ECC に対して下流 10 cm だけを探索範囲とすれば飛跡候補

は $1/3$ となり，要求される位置分解能は $\sqrt{3}$ 倍程度大きな値で問題ない．したがって，多ヒットクラスターの効果は十分に対処できると考えられる．

次に，ミューオンのみを生成した場合にも残っているガウシアン外のイベントについて考える．このようなイベントは図 5.6 の z がトラックから遠い領域に行くほど増加している． Z がトラックから遠くなるほど増加する理由として，水標的内の散乱の効果が見えていると考え，その効果を確認した．この解析においてはトラックにおける荷電粒子の通過位置を反応点からの外挿によって求めている．したがって荷電粒子が水標的を通過する間に散乱されると真の通過位置と外挿によって得られた通過位置に差が現れてくる．水標的内を通過する距離が短いほど，散乱の影響も少なくなるのでこのような効果が小さくなると考えられる．

この影響を見るために標的を水から空気に変えて同様のシミュレーションデータを生成した． Z 方向の長さが 50 cm 程度の空気標的であれば散乱はほとんど起こらないため，この解析によって散乱の影響を受けない正しい位置分解能を見積もることができる．図 5.8 に空気標的においてミューオンだけを生成した場合の Δy の分布を載せる．空気標的においては，水標的で見られていたよう

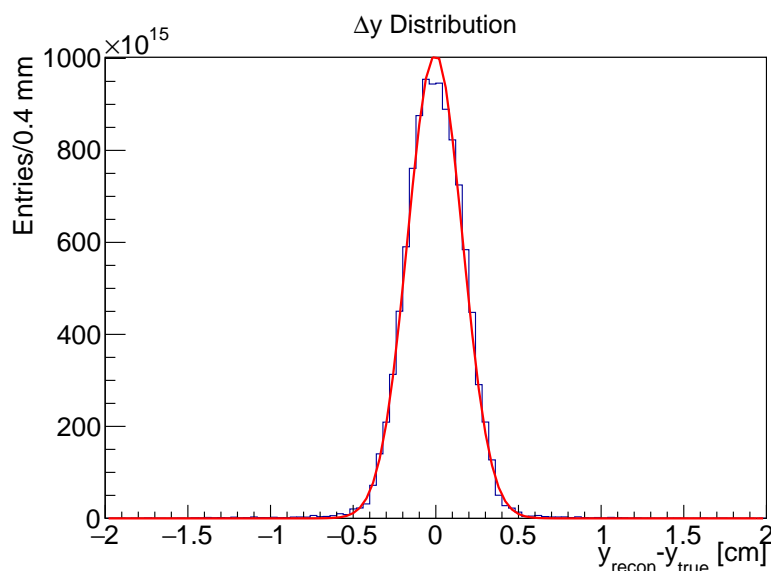


図 5.8: 空気標的におけるミューオンのみを追跡した際のトラックの位置分解能評価．水標的におけるガウシアン外の分布がほとんどなくなっていることがわかる．

なガウシアンから外れたイベントがほとんどなくなっており，このようなイベントが確かに標的内の散乱による効果であることが確認できた．このとき， Δy の分布にガウシアンフィッティングを行うと $\sigma \sim 1.7$ mm となり，トラックの位置分解能は 1.7 mm と結論づけた．トラックでの各セグメンテーションにおけるヒットが完璧に 4 mm の一様分布であれば $\sigma = 4/\sqrt{12} \sim 1.2$ mm となるはずであり，スタッガーさせたことや斜めの飛跡があることなどからそれよりは悪い値となっているが，要求された性能は十分に達成されている．図 5.9 に空気標的におけるニュートリノ反応点の z 座標と Δy の二次元分布を載せる．

以上より，提案したトラックデザイン的位置分解能は 1.7 mm という値であり，要求された位置分解能 $\sigma = 2.9$ mm 以下という性能を十分に達成していると結論付け，デザインを確定させた．

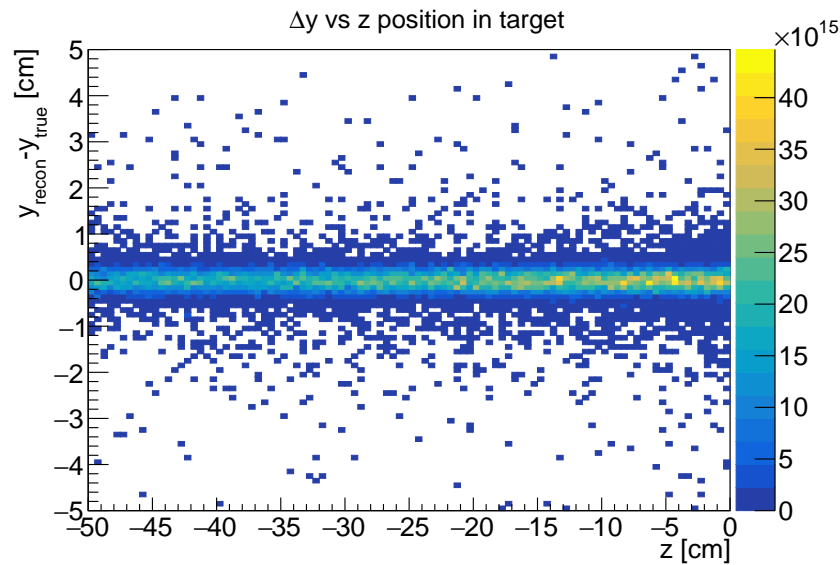


図 5.9: 空気標的の場合のニュートリノ反応点の z 座標と Δy の二次元分布. ミューオンのみを追跡した場合のシミュレーションデータのものであり, 標的内の散乱による効果が大幅に抑制されていることがわかる.

5.2 NINJA 実験全体のシミュレーション構築

デザインの決定の段階では単純なセットアップの Geant4 シミュレーションにより評価を行ったが, 本実験においては検出器の性能評価, 検出効率やバックグラウンドの見積もりのために, 正確なセットアップのシミュレーションが必要になる. NINJA 実験物理ラン用の Geant4 モンテカルロシミュレーションは WAGASCI-Baby MIND のために用いられたフレームワークをもとに構築した.

まず, トラックについてより現実に即したものとするために, PVC 製の固定板とアルミフレームを再現した. また, 標的についても水 ECC の構造を図 5.10 のように正確に再現し ECC が設置される鉄製のラックも再現した. シミュレーション内における Baby MIND を除いた NINJA 実験の検出器を図 5.11 に載せる.

今後, 構築されたフレームワークを用いて物理ランの解析等に応用していく.

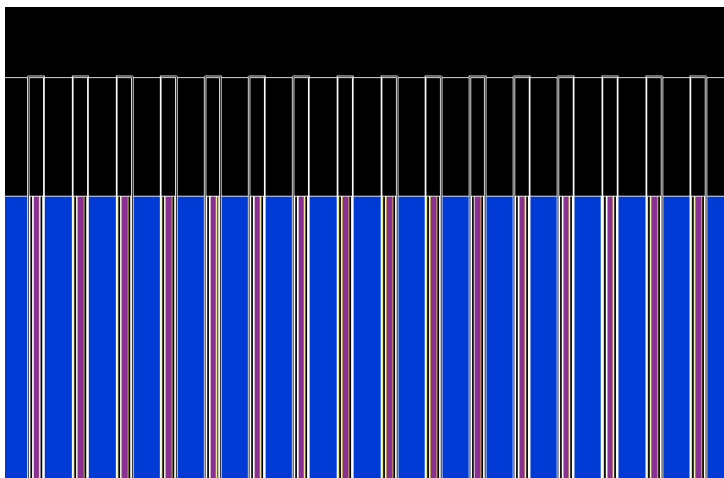


図 5.10: シミュレーション内における水 ECC の構造. ECC の上部であり, 青色の水標的層と紫色の鉄層, 黄色い原子核乾板乳剤層などが交互に積層している. 上部には水を閉じ込めるための透明のアクリル枠や真空パックが見える.

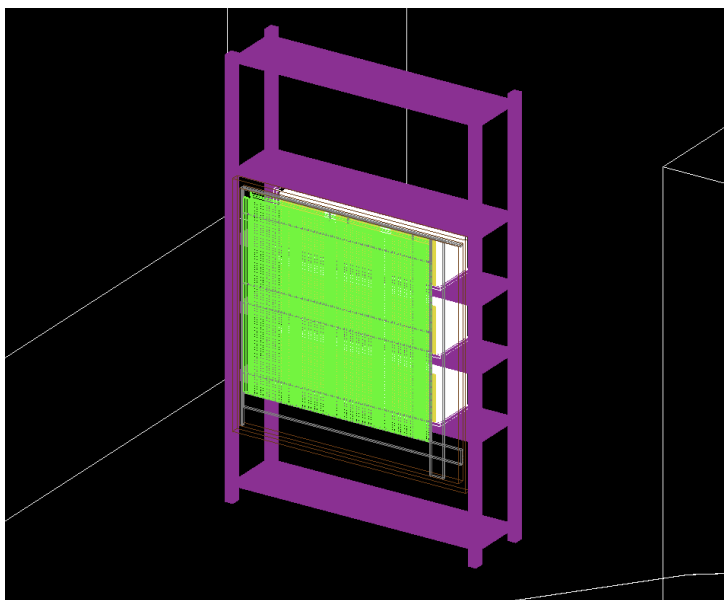


図 5.11: シミュレーション内における NINJA 実験の検出器. 鉄製ラックに 9 つの ECC が乗っており, またトラックがその下流に配置されている.

第 6 章 トラッカーの製作と性能評価

本章では、実際のトラッカーの製作について概ね時系列に沿って述べ、その後行われた基本的な性能評価について説明する。

6.1 トラッカーの製作

第 4 章で述べた MPPC とシンチレータの評価試験と第 5 章で述べたモンテカルロシミュレーションによる位置分解能評価により、2019 年 1 月にトラッカーのデザインを決定し、2 月から 5 月にかけてトラッカーの製作を J-PARC NA (Neutrino Assembly) 棟で行った。まず、2 月から 3 月にかけてシンチレータと波長変換ファイバーの接着作業、およびファイバー端の研磨作業などを行った。その後、4 月には準備が完了したシンチレータを PVC 製の板に接着した。5 月には MPPC や同軸ケーブルを接続し、トラッカーは完成した。

6.1.1 シンチレータと波長変換ファイバーに関する作業

2 月から 3 月にかけて行ったシンチレータと波長変換ファイバーに関する作業は以下のような流れで行った。

1. ロールで納品された波長変換ファイバーを約 1.5 m にカットしたものを予備も含めて 300 本程度作成した (図 6.1)。ここで、1.5 m という長さはシンチレータの長さが 1 m 程度であり、シンチレータの端から MPPC までの距離を加えると最低でも 1.4 m 必要であるということ、さらにシンチレータに接着する際に引っ張る部分を加えて十分な長さを確保するために設定した。



図 6.1: ファイバーカット

2. シンチレータに波長変換ファイバーを接着した。まず、オプティカルセメント (ELJEN TECHNOLOGY, EJ-500 A/B) を必要量調合し、ディスペンサーを用いて一定量ずつシンチレータの溝に注入していった (図 6.2)。このとき、ファイバーが溝に対して平行な状態で保持されなくては、オプティカルセメントが固まった際にシンチレータの端の部分でファイバーが溝から浮いてしまい、シンチレーション光をきちんと捉えられなくなってしまう。これを防ぐために WAGASCI モジュールのあまりのシンチレータを用いてジグを作成した (図 6.3)。その後、オプティカルセメントが完全に固まるのを待つため 24 時間程度放置した。

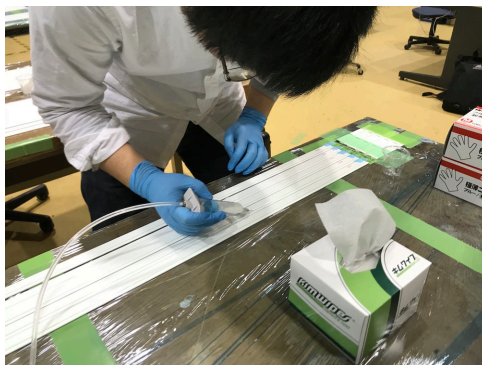


図 6.2: ファイバー接着。オプティカルセメントをシリンジに入れ、ディスペンサーを用いて溝に注入していく。



図 6.3: ファイバー接着用セットアップ (左)。WAGASCI モジュールのグリッド用シンチレータがジグとして使用されている (右)。

3. 波長変換ファイバーが接着された溝などから光がもれないように、シンチレータの溝、および端に反射剤 (AVIAN TECHNOLOGIES, Coatings, Thinners, & Solvent Based Materials) を塗布した (図 6.4)。反射剤も乾燥するまで 24 時間程度放置し、遮光したラックの中で保存した (図 6.5)。



図 6.4: 反射材塗布. 1 スロットで一人 10 本程度 (左), ファイバーが接着された溝の上を中心に塗布していく (右).

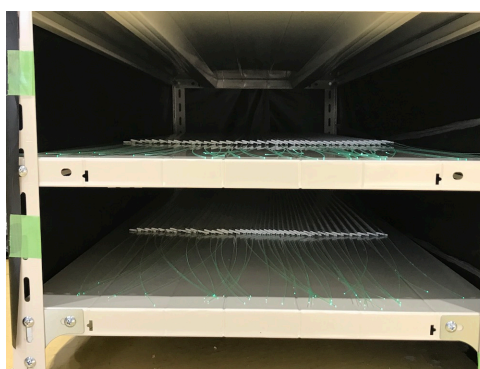


図 6.5: ファイバー保管用遮光ラック.

4. 工程 3 を経た波長変換ファイバー端に GOMI コネクタのファイバー用部品を接着した (図 6.6). GOMI コネクタの端とシンチレータの端との距離が一定でないと, MPPC を固定する際にファイバーに張力がかかり折れる危険性が高いため, シンチレータの MPPC 側の端からファイバー端までの距離がすべて 14.5 cm になるよう接着した.

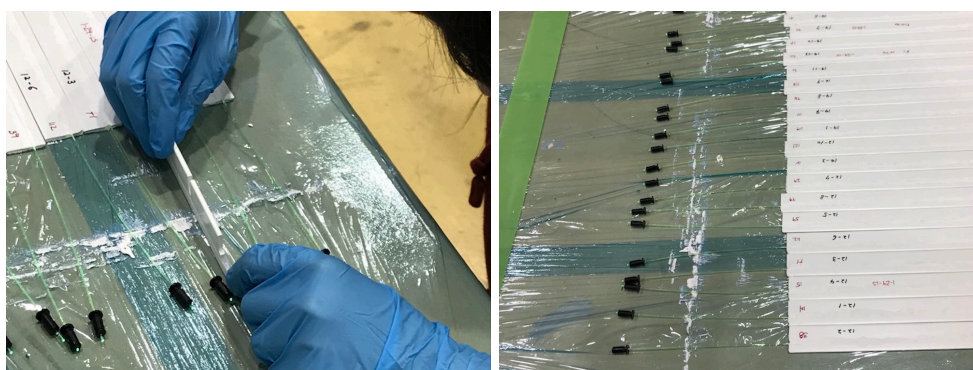


図 6.6: GOMI コネクタ装着. ジグで長さを揃え (左), 各ファイバーに GOMI コネクタを接着した (右).

5. ダイヤモンドカッター (FiberFin FF-FF4) を用いて, GOMI コネクタとファイバー端の高さが揃うようにファイバーを研磨した (図 6.7). ここでファイバー端面を研磨するのは, 工程 1 のファイバーカットのままでは端面で乱反射が起こり検出効率を落としてしまい, また

MPPC の受光面を傷つける可能性があるためである。

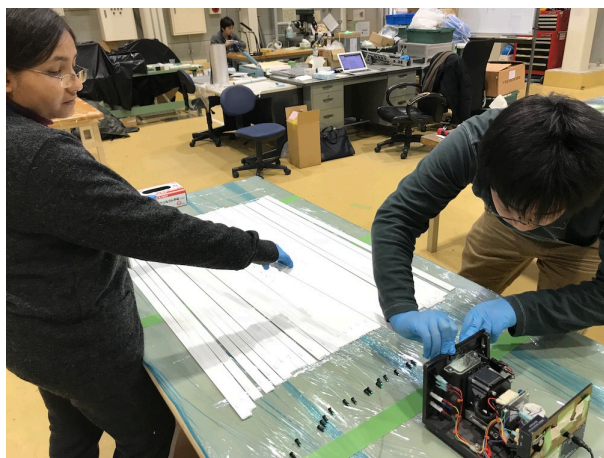


図 6.7: ファイバー端研磨

以上の工程を予備も含めて全 270 チャンネル分のシンチレータとファイバーについて行った。すべての工程が終了したシンチレータ+ファイバーは再び遮光されたラックの中に収納していった。全工程を経たシンチレータを図 6.8 に載せる。

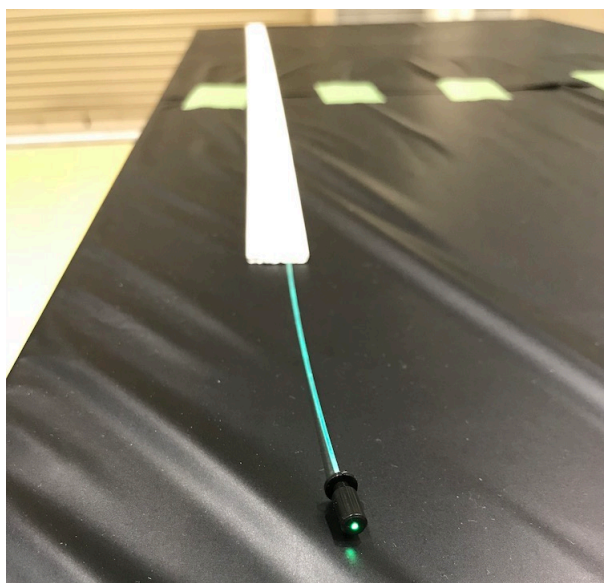


図 6.8: 完成したシンチレータ。ファイバー接着後反射材が塗布され、GOMI コネクタ接着、ファイバー端研磨までが完了している。

6.1.2 シンチレータの接着

前節の工程を行った後、シンチレータを PVC 製の固定具に接着する作業を行った。まず、PVC 固定具にシンチレータ間の光学的クロストークを抑制するためのブラックシートをコーキングボンドで接着した。PVC 固定具の隙間と同じ幅のブラックシートを切り出し、柱部分に接着した(図 6.9)。



図 6.9: ブラックシートの接着. 養生テープで仮止めし (左), 固定具の各空間に合うようにコーキングボンドで固定した (右).

PVC 板の溝部分にコーキングガンを用いてボンドを薄く塗布した後、シンチレータを接着していった (図 6.10).

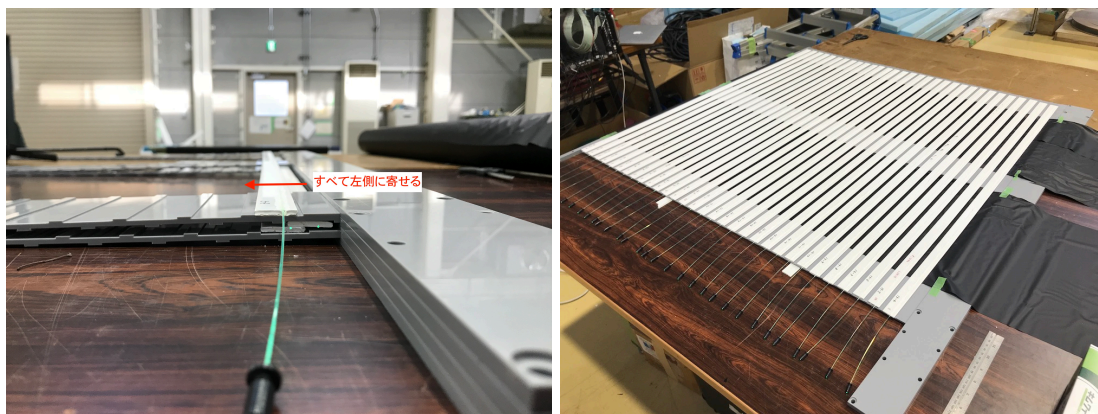


図 6.10: PVC 固定具に接着されたシンチレータ. 左が接着する前の写真ですべてのシンチレータが溝の同じ側に寄せて接着された. 右は片面が接着されたものである.

また張力による反りを矯正するために、ボンドが固まるまではマスキングテープで仮止めした (図 6.11). ボンドが完全に固まるまでは 24 時間程度かかりその間裏返すことはできないため、一日に片面二枚、62 チャンネル分を行った.

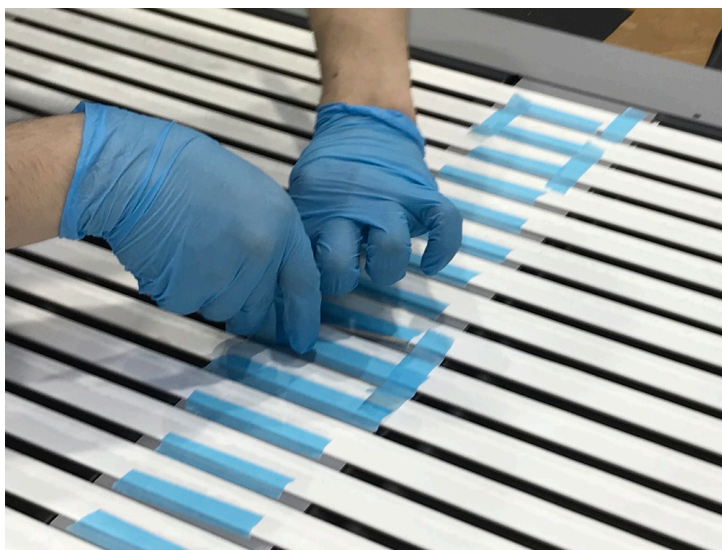


図 6.11: シンチレータの仮止め。マスキングテープと爪楊枝でシンチレータの歪みを矯正した。

6.1.3 MPPC とケーブルの接続

MPPC を GOMI コネクタの MPPC 用部品に挿入し、各 MPPC に PCB コネクタを付けていった。続いて、GOMI コネクタのファイバー用部品を第 4 章で述べた専用の固定具で板に固定していった。両面にシンチレータが貼られた二枚の固定具を重ね、一枚の x (または y) 層を作成し、同時にはみ出たブラックシートも切断した (図 6.12)。その後、GOMI コネクタを固定した (図 6.13)。



図 6.12: ブラックシートの切断。

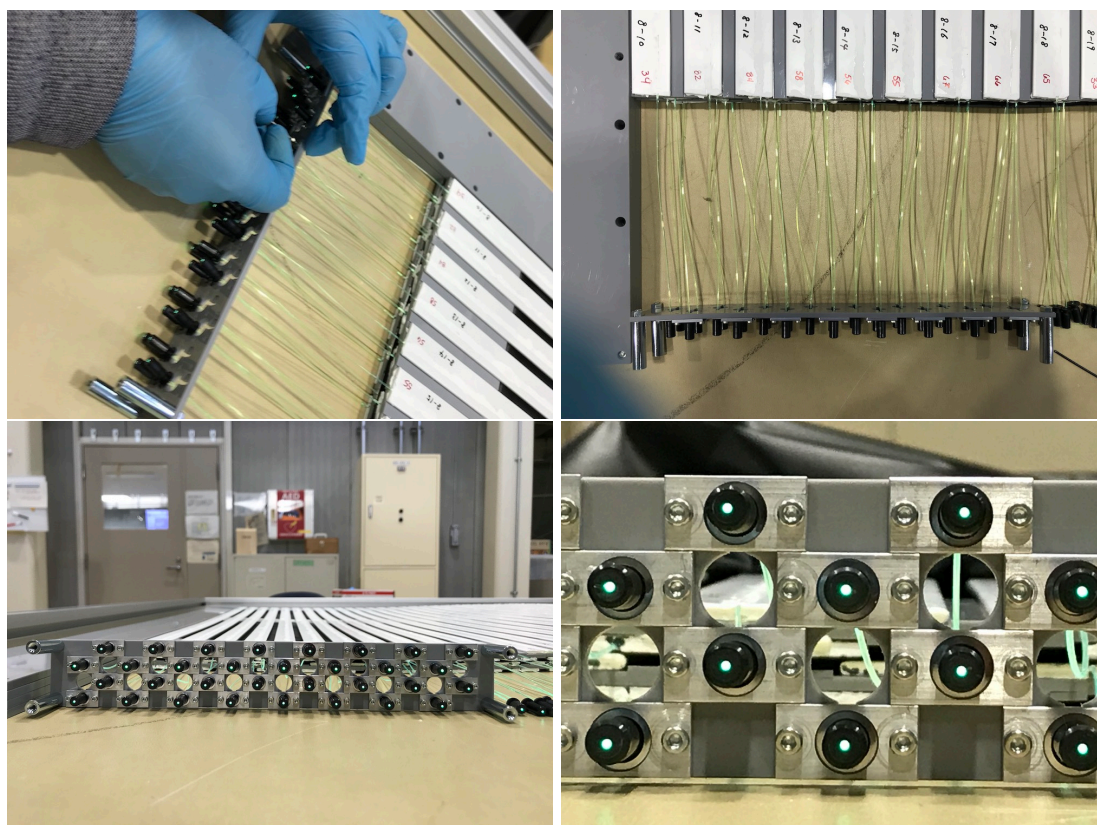


図 6.13: MPPC 固定用板への固定.

固定された GOMI コネクタのファイバー用部品に予め決められていたチャンネル番号との対応が合うように MPPC 用部品を装着し、各 PCB コネクタに同軸ケーブルを接続した (図 6.14).

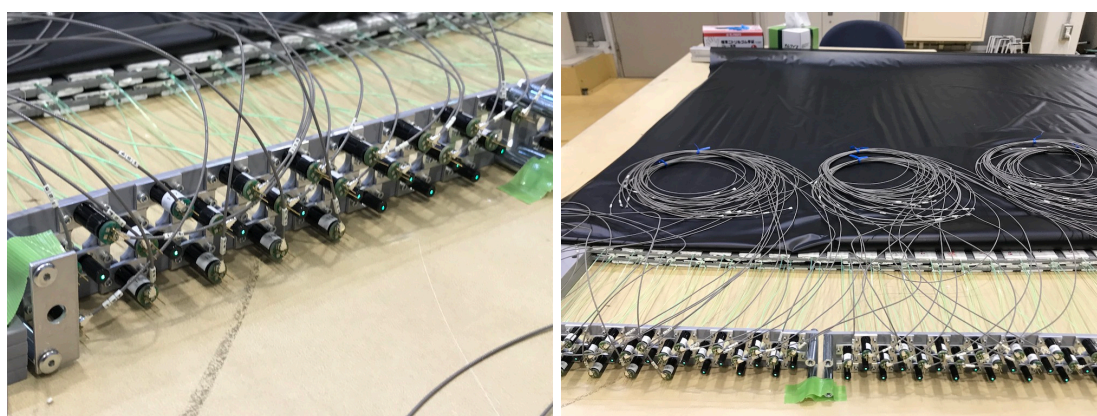


図 6.14: 同軸ケーブルの GOMI コネクタへの接続. チャンネル番号が合うように各 GOMI コネクタに同軸ケーブルを接続した.

最後に MPPC 固定用の板をアルミフレームにスペーサで固定し、その後同軸ケーブルをケーブルタイを用いてアルミフレームに固定した (図 6.15).

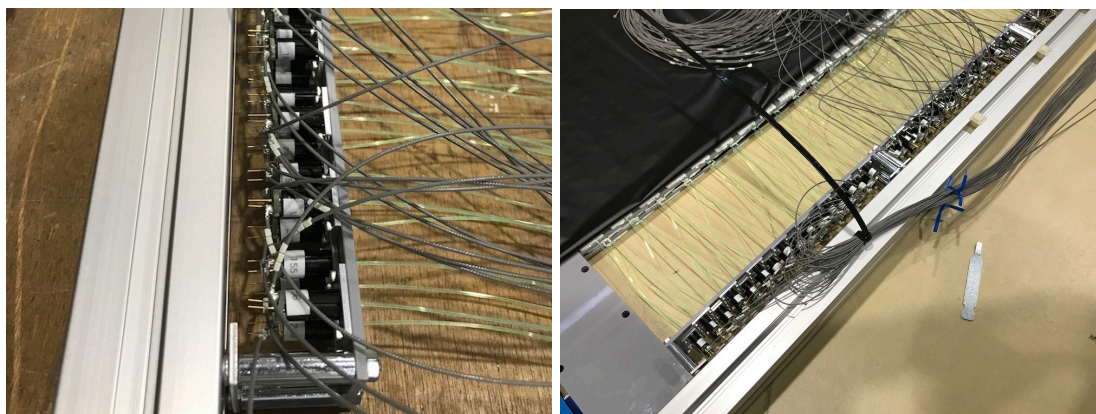


図 6.15: 同軸ケーブルのアルミフレームへの固定. スペースを用いて MPPC 固定用板をアルミフレームに固定し (左), その後アルミフレームにケーブルタイでケーブルを固定した (右).

以上の作業を x 層と y 層の 2 枚分, すべてのチャンネルについて行った.

6.1.4 トラッカーの完成

完成した x 層と y 層を互いに 90° 回転させた状態で重ね合わせボルトで固定した. 同軸ケーブルをケーブル変換基板に接続し, フラットケーブルも同様に接続した. その後, アルミフレームの残りの辺をねじで固定し, トラッカーは 2019 年 5 月 13 日に完成した (図 6.16).



図 6.16: 完成したトラッカー. J-PARC NA 棟の机の上に寝かされた状態である.

6.1.5 その他の作業

最下流の原子核乾板フィルムである SS をトラッカーに貼るためのアクリル板についても設計を行った。このアクリル板はトラッカーの上流面を覆う板であるが、完全に覆ってしまうと MPPC にアクセスすることができなくなってしまう。そこで、MPPC にアクセスする部分を十分に確保したアクリル板を設計した (図 6.17)。このアクリル板はコミッション直前にトラッカー全体を遮光した上から固定した。

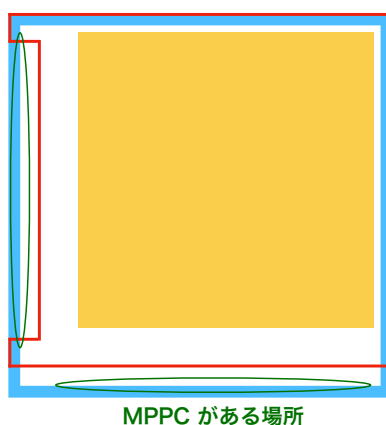


図 6.17: トラッカーに貼り付ける SS 用のアクリル板。オレンジの部分がトラッカーの有感領域であり、水色のアルミフレームに赤枠の形のアクリル板を貼り付ける。

6.2 組み立て後の MPPC の接続試験

2019 年 5 月末からまずはトラッカーをブラックシートで仮遮光し、MPPC のダークカウントを用いて MPPC の接続試験を行った。MPPC に電圧を印加し、各モジュールの各チャンネルからの信号をオシロスコープで順番に確認した。MPPC が正常に接続されていればダークカウントに起因する 1 ないしは 2 p.e. に対応する信号波形が確認されるはずだが、4 チャンネルで視認できなかったため、これらのチャンネルについて調査した。その結果、表 6.1 のような原因であり、破損していた各部品を交換することでこれらの問題を解決し、結果的に全チャンネルの接続を確認した。

表 6.1: ダークカウントを用いた接続確認において問題があったチャンネルと原因

| 修復前 | 原因 |
|----------------------|------------|
| 信号なし | PCB コネクタ破損 |
| 信号なし | MPPC 破損 |
| 同じ変換基板における全チャンネルでノイズ | PCB コネクタ破損 |
| 信号なし | 同軸ケーブル破損 |

6.3 組み立て後の宇宙線試験

MPPC の接続を全チャンネルで確認した後、2019 年 6 月には宇宙線を用いて各チャンネルのシンチレータの MIP に対する光量の測定を行った。また、この試験は夏季の NA 棟内で行われたが実際には地下である NM (Neutrino Monitor) 棟 B2 フロアのさらに冷蔵庫内で測定する。特に MPPC の特性は温度に大きく依存するため、ここでの測定は製作されたトラッカーがきちんと運転可能かを調べることになるが、詳細な性能は B2 フロアへのインストールを待たなくてはならないことに注意する必要がある。

まず、EASIROC モジュールのトリガー条件として 64 チャンネルの OR を取り、トリガー閾値はレートが上がりすぎるとデータ取得に問題が起こる可能性があるため 300 Hz 程度になるように設定した。また、MPPC にかかる電圧は 57 V 程度になるようにした。この測定においては 64 チャンネルの OR 信号でトリガーをかけているため、宇宙線による MIP の ADC 分布と、他のチャンネルでトリガーされたときのダークカウントによる分布を同時に取得することが可能である。これをもとに、ダークカウントから calibration constant (光量あたりの ADC カウント) を算出し、一方で MIP による分布を用いてシンチレータの光量を算出した。

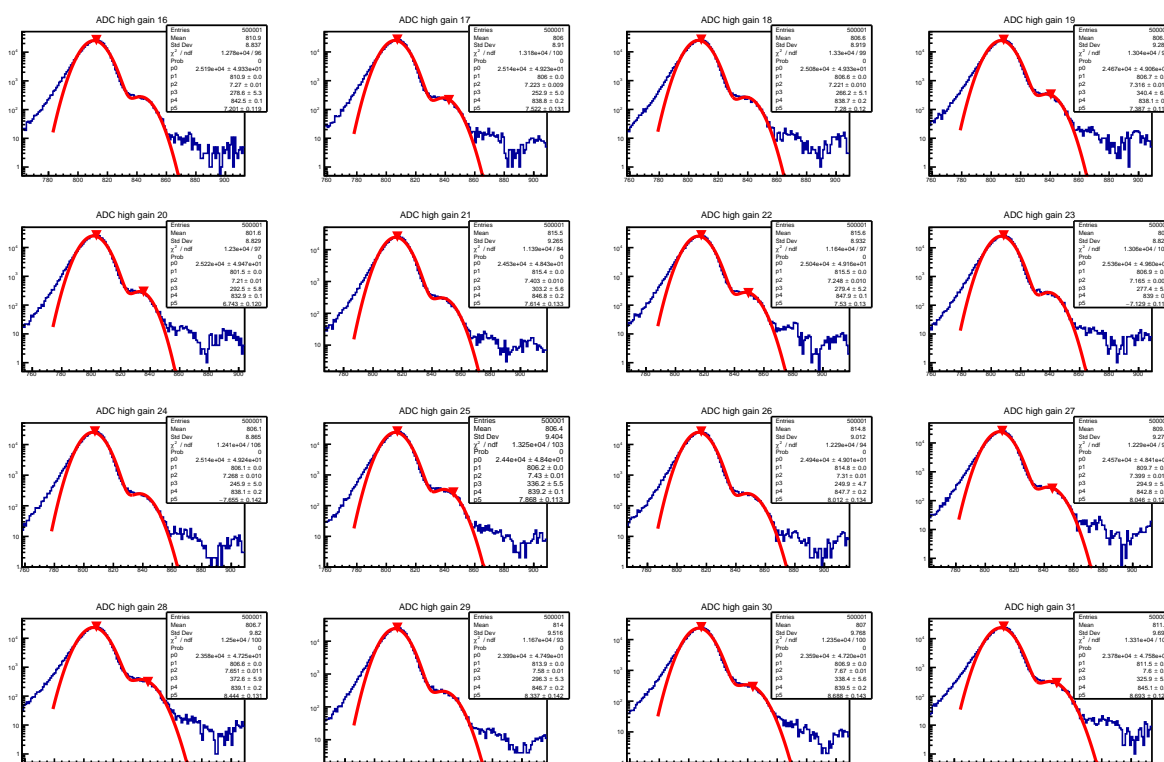


図 6.18: MPPC からの信号の ADC 分布におけるダークカウントへのダブルガウシアンフィットの例。ある 16 チャンネルについて行った図で、calibration constant はおよそ 30 ADC/p.e. 程度であった。

まず、calibration constant について述べる。さきほどの接続試験ですべてのチャンネルの接続は確認されているため、ダークカウントは確実に見えるはずであり、したがってこの定数もそのダークカウントを用いて測定できる。図 6.18 に得られた ADC 分布のうちペDESTAL の周辺の分布をダブルガウシアンフィットした例を載せる。ここでダブルガウシアンフィットは MPPC の基礎

特性測定のものと同様な方法で行った。ペDESTALの左のテールはMPPCの信号が立ち下がる際に一度ベースラインを割るが、その部分でピークホールドされてしまったときのADCの値である。全チャンネルでダークカウント由来のADC分布が想定通り確認され、calibration constantの算出を行った。図 6.19 にダブルガウシアンフィットによって得られた1モジュール分のcalibration constantの分布を載せる。

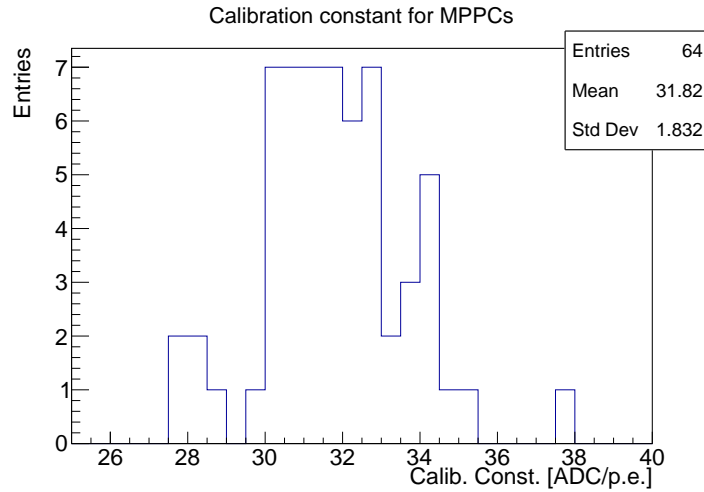


図 6.19: トラッカー製作後の MPPC の calibration constant. ダブルガウシアンフィットによって得られた値を1モジュールの64チャンネル分ヒストグラムに詰めた。

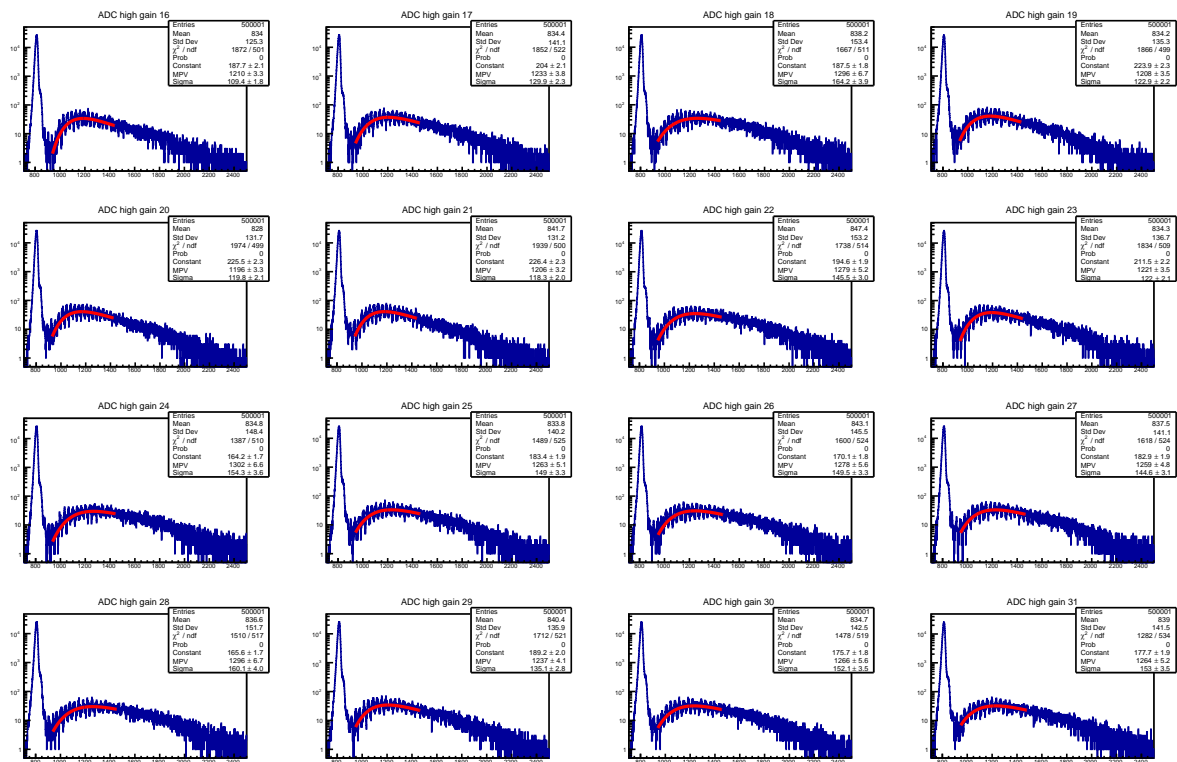


図 6.20: 宇宙線データのADC分布におけるMIP領域へのランダウフィットの例。ある16チャンネルについて行った図。

次に、MIP の分布について調べた。得られた ADC 分布のダークカウントを十分上回る範囲にランダウ関数をフィッティングすることで MIP の ADC 分布のピーク値を求め、算出された calibration constant とペDESTAL を用いて値を光量に変換した。ランダウ関数のフィッティングの様子を図 6.20 に載せる。

また、フィットされたランダウ関数の MPV (Most Probable Value) を光量に変換することで求められた、各チャンネルで得られた MIP における光量の分布を図 6.21 に載せる。各チャンネルで得られた MIP における光量の平均は 12 p.e. 程度であり、小さなもので 8 p.e., 大きなもので 20 p.e. に満たない程度であった。

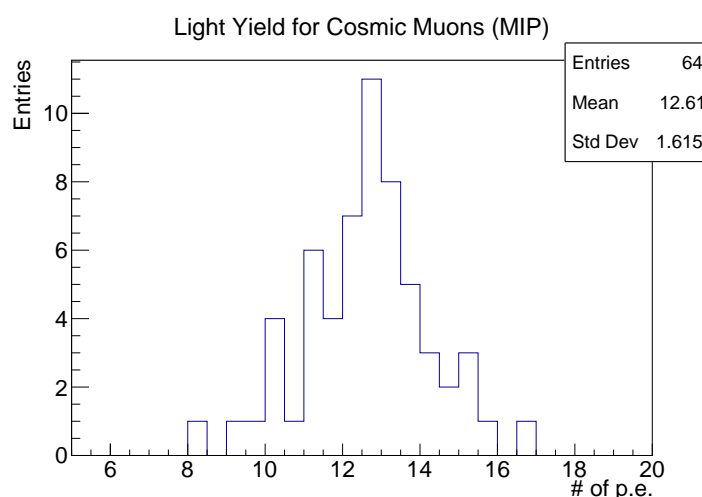


図 6.21: 各チャンネルで得られた MIP における光量。ランダウ関数の MPV から求められた光量を 1 モジュールの 64 チャンネル分ヒストグラムに詰めた。

以上のような確認を 248 チャンネル全てに行った結果、MIP に対して光量が著しく低いチャンネルが 4 チャンネル存在した。1 チャンネルについては EASIROC モジュールのあるチャンネルが故障していたことが発覚し、使用していないチャンネルを代わりに使用することにして問題を解決した。また、宇宙線による MIP の ADC 分布をきちんと捉えられているものと、光量が著しく低い ADC 分布を図 6.22 に載せる。このようなチャンネルについては目視等で調査を行い、詳細な理由はわかっていないものの、おそらく製作もしくは組み立てに伴う移動の過程でファイバーに余計な張力がかかってしまったことでシンチレーション光が MPPC にほとんど到達しなくなってしまったと考えている。

これらのチャンネルについては基本的に本番の物理測定には用いないことにした。ここでこれらのチャンネルの解析における取扱いについては、きちんと考える必要がある。これらのチャンネルをマスクした際にトラッカーの位置再構成にどのような影響が現れるかを単純化して考えると、あるチャンネルをマスクした際のシンチレータがヒットする組み合わせは、図 6.23 のようにマスクされたシンチレータの端の部分で区別がつかなくなる。したがって、トラッカーの位置分解能が局所的に 2 倍程度悪くなる可能性がある。このとき、誤接続の割合がどの程度になるか考えると $\alpha = 36 \times (2 \times 0.17)^2 \times 1.62 \times 10^{-2} = 0.067$ (6.7%) となる。先述の通りフラックスなどによる誤差は 5-10% であるため、誤接続による誤差が同程度以下となり許容されると考えられる。

また、マスクしたチャンネルの中心付近にシンチレータ 1 枚でヒット検出する必要があるチャンネルが現れるという問題がある。このとき、シンチレータの枚数が減る分トラッカーの検出効

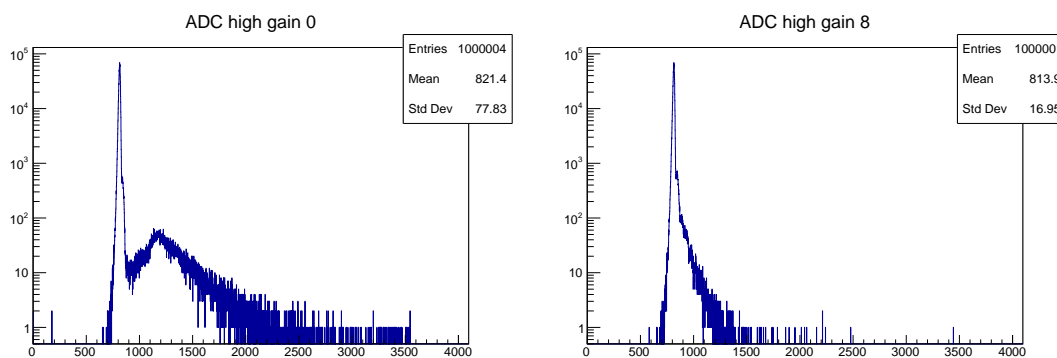


図 6.22: 宇宙線による試験で得られた ADC 分布. 左が正常なチャンネルでの ADC 分布で右が光量が低いチャンネルの分布

率が局所的に下がることが考えられる. この影響については 1 枚のシンチレータのみでの検出効率を見積もることで考えた. ポアソン分布を仮定すると, 光量の平均が 12 p.e. のときのシンチ

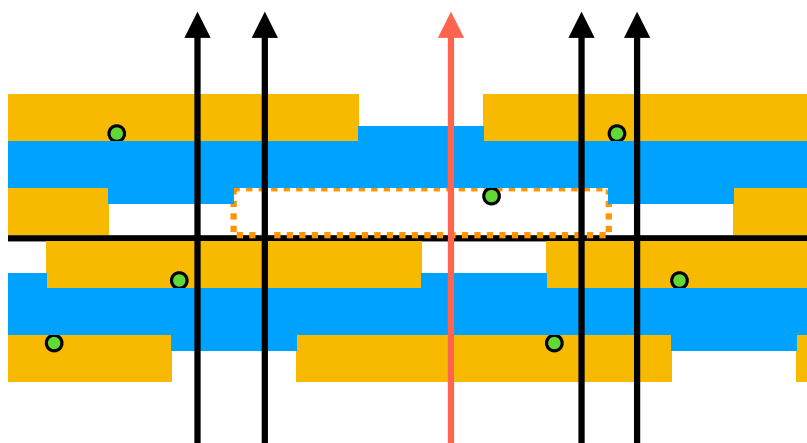


図 6.23: あるチャンネルをマスクした際のトラッカーデザインへの影響. マスクされたチャンネルの左右で位置分解能が悪くなり (黒矢印), またマスクされたチャンネルの中心で検出効率が落ちることが考えられる (赤矢印).

レータ 1 枚での検出効率は以下のように計算できる.

$$\text{Efficiency} = 1 - 12 \times e^{-12} - 12^2 \times e^{-12}/2! \sim 99.95\%$$

ここで検出閾値を 2.5 p.e. 以上とし 3 p.e. 以上は信号として取得されると仮定した. したがって, シンチレータ 1 枚でも 99.95% の効率で MIP を検出できると考えられ, 深刻な影響はないと考えられる.

最後に, この試験で取得されたデータが確かに宇宙線によるものであることを確認するためにトラッカーのイベントディスプレイを作成しデータを描画した. トラッカーは机の上に寝かされた状態でデータを取得したため, 宇宙線は図 6.24 の左側から右側に向かって主に入射したと考え

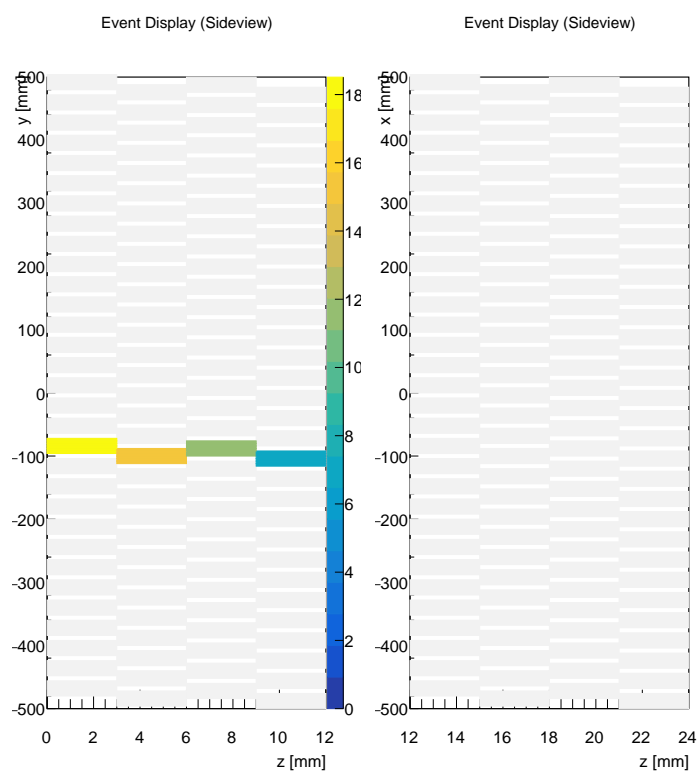


図 6.24: Y 層に宇宙線が入射したイベントディスプレイ. 左が sideview, 右が topview で EASIROC モジュールを別々に運転したため y 層でのみイベントが確認できる. 灰色の長方形がヒットが無いシンチレータ, その他の色がついた長方形がヒットがあったシンチレータでそれぞれの色が光量に対応する.

られ, イベントディスプレイによって, 確かに宇宙線が通り抜けたようなイベントを確認することができた.

以上のことから, 製作されたトラッカーはほとんどのチャンネルで物理測定に必要な性能を満たしていることが確認された. 一部の光量が低いチャンネルについては物理解析には用いられないが, その影響を見積もり大きな影響がないことを確認した.

第7章 インストールとコミッショニング

本章では、2019年9月に行われたトラックのインストールと、その後10月に行われたエマルジョンシフター、トラック、そしてBaby MINDを用いたコミッショニングについて説明する。

7.1 インストール

これまでの試験でトラックは概ね正常に動作していることが確認されたため、2019年9月にトラックはJ-PARC NM棟のB2フロアにインストールされた。

まず、9月24日にトラックをNA棟からB2フロアに運搬し(図7.1)、B2フロアでインストールのための準備を行った。トラックの上流側の面をブラックシートで遮光した後、フィル



図 7.1: NA から B2 へのトラック運搬。梱包材を用いてトラックを保護し作業を行った。

ムを貼るためのアクリル板をボルトで固定した。その後、ラックの脚とトラックを固定し、脚にケーブル変換基板を固定した。この時点ですべてのチャンネルは変換基板に接続されていた。

トラックはWAGASCI 検出器の間にインストールされた。図 7.2 にトラックのインストール前の様子とインストールの写真を、図 7.3 に上から見たときのイメージを載せる。インストー

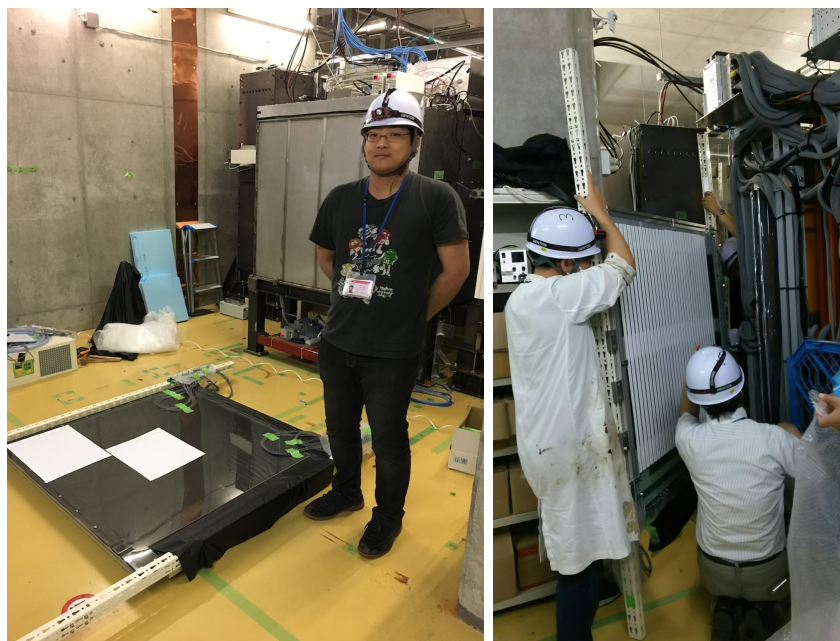


図 7.2: トラッカーのインストール. コミッショニング用の原子核乾板フィルムをアクリル板に貼り (左), WAGASCI 実験の検出器の隙間から検出器はインストールされた (右).

ルされた後, 下流の面に対してもブラックシートを用いて遮光を行った.

シフターのインストール後に DAQ エレクトロニクスのケーブルリングを続けて行った. NIM ビンをプロトンモジュールの下に設置し, LEMO ケーブルやフラットケーブル, ethernet ケーブルを接続した. DAQ エレクトロニクスの詳しい内容については次節で述べる.

7.2 宇宙線コミッショニング

コミッショニングは 2019 年 10 月の初めに行われた. このコミッショニングの目的は宇宙線を用いてシフター, トラッカー, Baby MIND がきちんとデータ取得を行えるかといったことを確認することである.

まずコミッショニングに用いた DAQ (Data Acquisition) エレクトロニクスについて述べる. 表 7.1 にコミッショニングおよび次章で述べる物理ランにおいて用いた NIM モジュールを載せる. 図 7.4 はコミッショニングにおける DAQ エレクトロニクスの回路図である. まず, Baby MIND

表 7.1: コミッショニングおよび物理測定で用いた NIM モジュール

| 名称 | 役割の例 |
|-------------------|---------------------------|
| EASIROC NIM モジュール | MPPC への電圧印加および信号読み出し |
| Discriminator | ビームトリガー信号の整形 |
| Clock | 疑似トリガーの生成 (ノイズデータ取得などに使用) |
| Gate Generator | EASIROC への各種信号生成など |
| Fan I/O | 各モジュールの OR を取りトリガー信号などを生成 |
| Coincidence | x/y 層の AND を取りトリガー信号などを生成 |

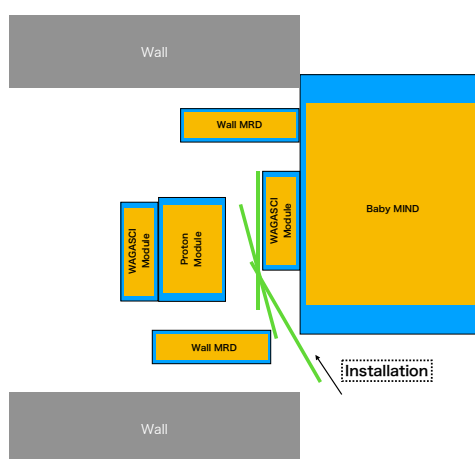


図 7.3: トラッカーインストールの topview. トラッカーは WAGASCI 検出器の間からインストールされた。緑色がラックの脚付きのトラッカーである。

の DAQ に入力されるビームトリガーの代わりに信号 (幅: 10 ms, 3 s 周期) がファンクションジェネレータからトラッカーにも送られてくる。以降, この信号を擬似ビームトリガー信号と呼ぶことにする。ここで物理ラン本番においてはビームスピルのタイミングに合わせて送られてくるビームトリガー信号は幅 $6 \mu\text{s}$, 2.48 s 周期だが, コミッショニングにおいては幅を十分広くし周期は物理ランと同程度に設定した。擬似ビームトリガー信号の幅を十分広くしたのは, B2 フロアにおける宇宙線のレートは高くなく, またトラッカーと Baby MIND をどちらも通過するような天頂角の大きな宇宙線はさらに少なくなるため, 幅を十分広くとることで信号が出ている間に宇宙線がトラッカーや Baby MIND に入射する確率を増やし, 意味のあるデータを多く取得するためである。

擬似ビームトリガー信号は長いケーブルを通過してきたことによる波形の減衰や鈍りの可能性を考えて discriminator (DISCRI) に通され NIM 信号として整形された後, gate generator (GATE BEAM) に入力された。GATE BEAM で改めて幅 10 ms の擬似ビームトリガー信号を生成し, Coincidence (COIN VETO) およびダミートリガーを生成するための別の gate generator (GATE DUM.) に入力された。

一方で EASIROC モジュールからのトリガー信号は全モジュールの OR を取ることで生成した。Fan I/O (FAN TRIG.) に各モジュールからのトリガー信号を同じ長さの LEMO ケーブルを使って入力した。

次にダミートリガーについて説明する。ダミートリガーは各スピルの最後に入力されるように擬似ビームトリガーを遅延させて生成される。ダミートリガーがあることによって各スピルにおいて一度も信号がなかった場合でも EASIROC への HOLD 信号が生成され, データ取得を行う。このようにすることで毎スピルでデータを取得し, DAQ の健全性を確認することをより容易にした。GATE DUM. からのダミートリガーと FAN TRIG. からの EASIROC モジュールのトリガー信号はさらに Fan I/O (FAN BEAM) によって OR 信号を取り, これをもとに EASIROC がデータを取得する HOLD 信号を生成した。

また, veto 信号については FAN BEAM からの信号と GATE BEAM からの信号の AND 信号を COIN VETO を用いて生成し, その出力を GATE VETO に通して生成した。これによって擬似ビームトリガー信号が来た間に一度 HOLD 信号が生成された後は次の擬似ビームトリガー信号までデータ取得を行わないようにした。

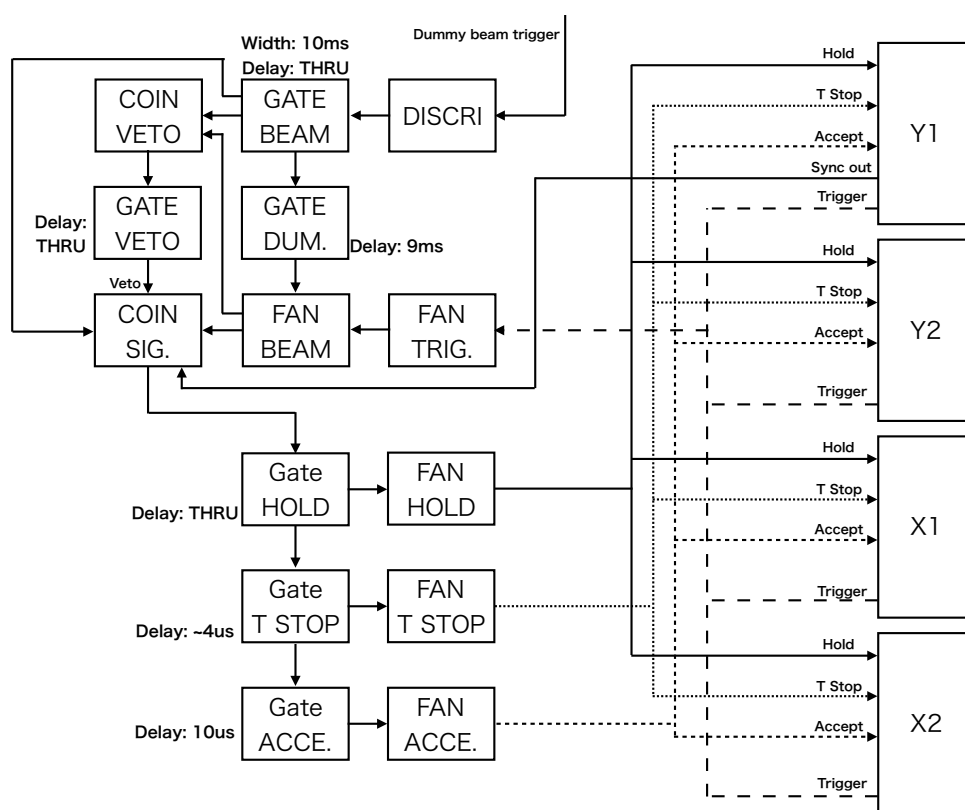


図 7.4: コミッショニングにおける DAQ エレクトロニクス回路.

最後に疑似ビームトリガー信号が来ている間のみデータを取得するように疑似ビームトリガー信号との AND 信号を coincidence (COIN SIG.) によって生成した。COIN SIG. には FAN BEAM からの信号と GATE BEAM からの信号、一つの EASIROC モジュールからの SYNC OUT 信号が入力され、veto として GATE VETO からの信号を入力した。SYNC OUT 信号は EASIROC モジュール同士の同期を行うためのクロック信号である。

COIN SIG. からの信号は Gate generator (GATE HOLD/TSTOP/ACCE.) によって適切な時間遅延され、FAN HOLD/TSTOP/ACCE. によって HOLD, T STOP, ACCEPT 信号として各 EASIROC モジュールに入力された。それぞれ、HOLD はピークホールドがきちんと行われるためにトリガーが発行されてすぐの時間に、T STOP は multi hit TDC のレンジである 4096 ns を考慮して約 4080 ns だけ、ACCEPT は約 10 μ s だけ遅延した。このようにして各疑似ビームトリガー信号の時間内において最初にトリガーが発行された時間でのイベントを取得した。

以上のような回路をもとにコミッショニングにおけるデータ取得を行った。

飛跡接続を行うにはトラックと Baby MIND のそれぞれで疑似ビームトリガー信号が入力された時間を同期する必要がある。この時間の同期についてはトラックは DAQ 用のコンピュータにおける unixtime を、Baby MIND 側では時間と紐付いたスピル番号を記録することにより、データ取得後オフラインで同期を行う。

数日間のコミッショニングを行い、複数台の EASIROC モジュールを同期した測定が可能であることを確認した。特に、数日間の安定した測定を実現し物理ランでの長期間に及ぶ DAQ 運用の準備を行った。また、トラックの運用状況や取得されたデータの転送などを行うプログラムを構築しこちらも物理ランで使用するにあたって十分な機能を持つことを確認した。

7.3 コミッショニングで見つかった問題点

7.3.1 DAQ の問題

コミッショニングによって物理ランで使用する機能の確認が行われた一方で、DAQ にはいくつかの改善すべき点も見つかった。

1. 一度の疑似ビームトリガー信号につき一度のデータ取得を行うことで DAQ の健全性を確認するような回路を組んだはずであるが、実際には一度の疑似ビームトリガーで二度以上データ取得が行われることがあった。これは、COIN VETO や GATE VETO が veto 信号を生成している間に別のトリガー信号が EASIROC モジュールで生成されてしまった場合に起こる。そのため、物理ランでは GATE ACCE. による ACCEPT 信号生成の遅延を $10 \mu\text{s}$ から 100ms まで伸ばし、EASIROC モジュールにおけるトリガー信号生成自体を行わないようにした。
2. x 層または y 層のみでヒットがあった場合はトラックを荷電粒子が突き抜けておらず、Baby MIND との飛跡接続は不可能と考えられるが、このようなヒットでもトリガー信号は発行される。各ビームトリガーにおいて最初にトリガーが発行された時間でのデータが記録されるため、このようなヒットでトリガーが生成されると、その後に目的の信号があっても取得されず検出効率を落とすことになる。物理ランでは x 層、y 層で独立に 2 台のモジュールでの OR 信号を取った後、それらの AND 信号を取ることでトラックを突き抜けたような信号に対してのみトリガー信号が発行されるようにした。

7.3.2 遮光の問題

コミッショニングを行うにあたって、1 台の EASIROC モジュールのみ電圧を印加できないという問題が発生した。EASIROC モジュールには各チャンネルで過電流が流れるような場合には電圧を印加せず強制終了する機能があり、これが発生した。そのため、コミッショニングの段階においてはこのモジュールは用いず、3 台のモジュールのみを運用した。この問題についてはコミッショニング後にトラックの一部で遮光が不十分であることが発覚したため、これを改善することによって解決した。

7.3.3 デッドチャンネル

コミッショニング開始時に、新たに 3 チャンネルが光量を落とし、合計 6 チャンネルで宇宙線がほとんど検出されなくなっていることがわかった。これはインストール、特に寝かせた状態から起こす際にファイバーに張力がかかったことで、ファイバーに傷が入りほとんど MPPC まで光が到達しなくなってしまったからだと考えている。幸いにもこれらのチャンネルはコミッショニング前からのデッドチャンネルから離れた位置にあり、前章でも議論したように大きな影響はない。

以上からコミッショニングを通して、トラックの DAQ は期待通りに動作することを確認した。実際の物理ランまでに改善すべき点がいくつか見つかったが、これらについても物理ランの開始までに解決した。物理ランまでに改善された点について詳細は次章で述べる。

第 8 章 物理ランにおける測定と解析の現状

本章では、コミッショニング後から物理ランまでの準備状況と 2019 年 11 月から 2020 年 1 月現在まで進行している NINJA 実験物理ランにおけるトラックの運用状況を解説する。また、トラックが健全に運用されていることを確認するために行った以下の解析について述べる。

- データ取得効率とイベントレート
- ADC を用いたヒットチャンネル分布
- Multi hit TDC を用いた全バンチでのデータ取得
- プロトンモジュールと Baby MIND との飛跡接続

8.1 物理ランに向けた準備

NINJA 実験物理ランは J-PARC の大強度ニュートリノビームと 75 kg 水標的を用いてニュートリノ-水反応を精密に測定することを目的としている。2019 年 11 月 7 日から 2020 年 2 月 12 日 (予定) までの FHC モードでのニュートリノビーム照射によって 4.5×10^{20} P. O. T. の統計を蓄積する。このランは NINJA 実験において初めての FHC モードでの水標的ランであり、蓄積する P. O. T., 標的質量ともにこれまでで最大級である。特に水標的質量は run 8 の 4 kg から 75 kg と約 19 倍になっている。T2K 実験において有用なニュートリノ-水反応を原子核乾板の高位置分解能を用いて測定し、2p2h 反応のモデルの不定性などを低減することを目指している。

コミッショニング終了後、物理ランでのニュートリノビームデータ測定に向けて、トラックの準備を行った。

8.1.1 遮光の強化

まずは、コミッショニングにおいて問題となっていた、EASIROC モジュールの 1 台が電圧を MPPC に印加できずデータ取得が行えないという問題を解決した。シフターを一度アンインストールしトラックの上流側の面を確認したところ、ブラックシートによる遮光が一部不十分であることが発覚した。これはシフターのインストールの際にブラックシートがシフターに引っ張られることで起きたと考えている。そこでシフターの駆動に支障がない範囲でブラックシートによる遮光を強化した。また、物理ランにおいては原子核乾板の質を一定に保つため NINJA の検出器全体を覆うように冷蔵庫を建設し、この冷蔵庫によってもトラックは遮光される。冷蔵庫の建設前後にそれぞれ EASIROC モジュールを稼働し電圧の印加が可能であることを確認し、問題を解決した。

8.1.2 トリガー閾値の決定

続いて各 EASIROC チップに対してトリガー閾値を決定した。MPPC は温度によって特性が大きく変化するため、この作業は冷蔵庫が完成し温度も安定した 11 月 4 日に行った。

各 EASIROC チップのトリガー閾値は s 曲線をもとに決定した。S 曲線は横軸を EASIROC チップのトリガー閾値を決定する数値、縦軸をノイズレートとした曲線である。MPPC は光電子数に応じて波高が不連続に変化するため、この曲線は図 8.1 のようになる。トリガー閾値を上げていくとある光電子数を許容しなくなる数値においてノイズレートが急激に減少し、その後再びノイズレートが減少するまでは緩やかに変化する。したがって、 s 曲線が平らな点を選ぶことで 1.5 p.e. や 2.5 p.e. といった値にトリガー閾値を設定することが可能である。

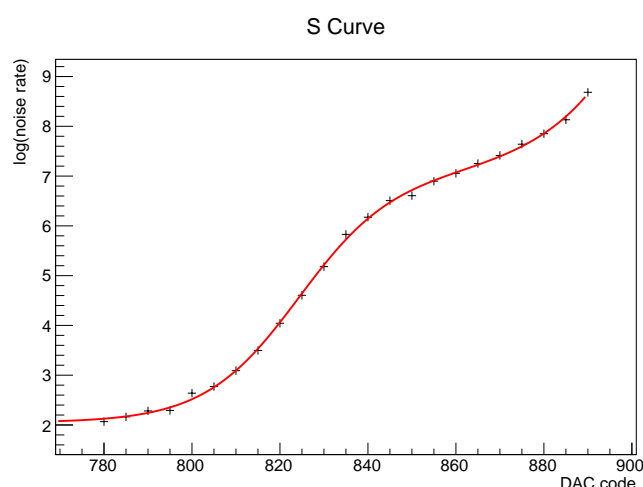


図 8.1: S 曲線. 曲線が平らな点を選ぶことでトリガー閾値を決定する。

物理ランにおけるトラックのトリガー閾値は 2.5 p.e. に設定した。この値は、これまでの研究でトリガー閾値が 2.5 p.e. であれば十分な検出効率を得られることがわかっており、一方で 1.5 p.e. より 2.5 p.e. で閾値をかけることでダークカウントによるバックグラウンドをより除去できることから決定した。このトリガー閾値において、後述する COIN ALL でのダークカウント由来のトリガーレートは 300 Hz 程度であった。DAQ は $6 \mu\text{s}$ の幅を持ったビームトリガー信号の間起こった COIN ALL でのトリガーをもとにデータを取得している。ダミートリガーで必ずトラックは DAQ を行うため、それまでに起こるダークカウントによる偶発的なノイズヒット数の期待値は $300 \text{ Hz} \times 5 \mu\text{s} = 1.5 \times 10^{-3} = 0.15\%$ となり、十分に抑制されていることが確認された。

図 8.2 に検出器がインストールされた B2 フロアの冷蔵庫を載せる。下流の WAGASCI とプロトンモジュールの隙間に Baby MIND を除く NINJA 実験の検出器がすべて収納されている。

8.2 トラッカーの運用

2019 年 11 月 7 日から始まったニュートリノビーム照射に先行して、トラックでのデータ取得を開始した。その後、12 月 19 日までトラックを運用した。2020 年は 1 月 14 日よりビーム取得を開始し、2 月 12 日までビームを取得し続ける予定である。以下では、2019 年中に取得さ



図 8.2: インストールされた NINJA 検出器. 水色の冷蔵庫の中に ECC, シフター, トラッカーが設置されており, 内部は一定の温度に保たれている.

れたデータを用いてトラッカーの運用状況について述べる. 表 8.1 に解析に用いたデータセットを示す.

表 8.1: 解析に用いたトラッカーのデータセット

| | |
|------------|-----------------------|
| 期間 | 11/7 - 12/19 |
| 総スピル数 | 1078648 |
| 総 P. O. T. | 2.65×10^{20} |
| データ取得効率 | 99.956% |

トラッカーの DAQ は, ビーム照射中 2.48 s 間隔で発行され続けるスピルタイミングと同期されたビームトリガー信号に連動している. 図 8.3 に物理ランにおける DAQ システムを載せる. DAQ については前章でも述べたので, コミッシュニングからの改善・変更点のみ以下に記述する.

まず, ビームトリガーについてはファンクションジェネレータで生成されたものからスピルタイミングに同期されたものに変更した. およそ $6 \mu\text{s}$ の時間幅のビームトリガー信号を適切な時間 ($31 \mu\text{s}$ 程度) だけ遅延させ入力する. その間に MPPC からの信号があればその信号で, なければビームトリガー信号をさらに $5 \mu\text{s}$ だけ遅延させて発行されるダミートリガーによってデータ取得

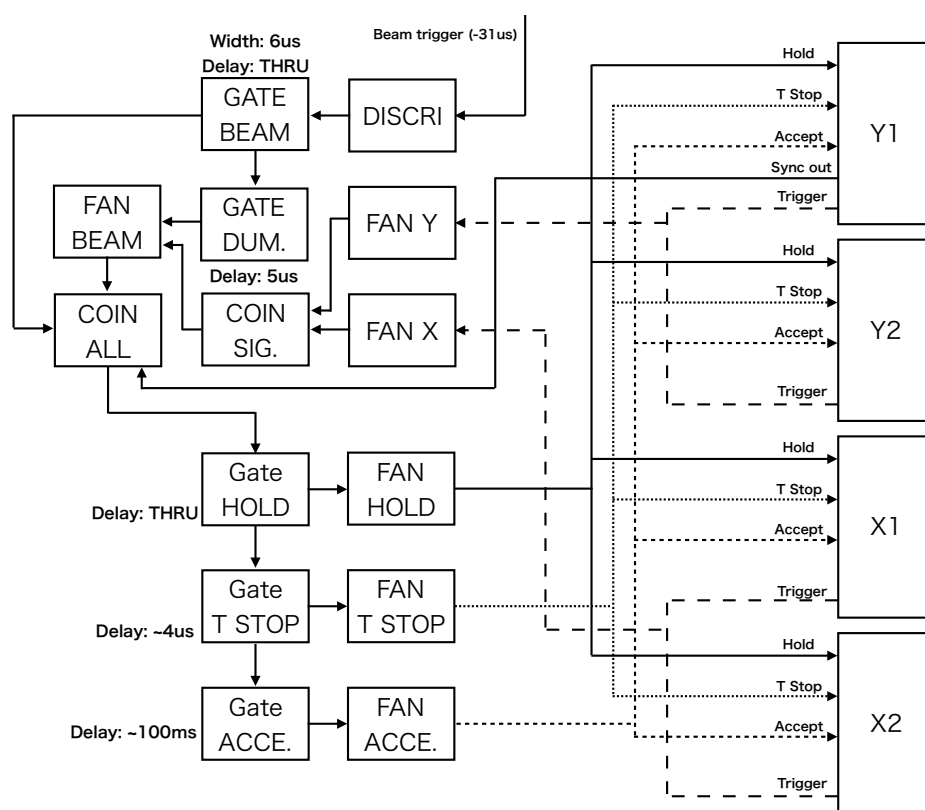


図 8.3: 物理ランにおける DAQ システム

を行う。ここで $5 \mu\text{s}$ はニュートリノビームの時間幅 $4.1 \mu\text{s}$ の後に来るように設定された時間である。MPPC からの信号については x 層と y 層の AND 信号によって生成する。ダミートリガーがビームトリガーのタイミングのもっとも後ろにあることで、各スピルにおいてトラックが必ず一度トリガーされデータ取得を行う点は、コミッシュニングの際と同様である。

また、HOLD 信号を生成する直前の coincidence に入れていた veto 信号をなくし、代わりに EASIROC モジュールに入力される ACCEPT の遅延時間を調節した。EASIROC モジュールは ACCEPT 信号が入力されるまでそもそもデータ取得を行わないため、これによってコミッシュニングにおける veto 信号は不要となる。ビームスピルは 2.48 s に一度 $4.1 \mu\text{s}$ だけ来ているため、ACCEPT としてこれに干渉せず十分な時間である約 100 ms ほど遅延することにした。図 8.4 にビーム由来の信号があった場合の DAQ の各信号の時間の流れを載せる。

次に、トラックのデータ取得効率について述べる。トラックはビームに同期して 2.48 s に一度データを記録し、その際に unixtime も同時に記録している。一方、T2K 実験のニュートリノビームラインにおいては各スピルの unixtime や P. O. T. などが記録されている。これらを用いて、トラックのデータ取得がビームタイミングときちんと連動しているかをまずは確認した。図 8.5 はビームが照射されたスピルの unixtime とトラックがデータを取得した unixtime を比較したものである。ニュートリノビームラインによって記録されている unixtime とトラックの unixtime は別のコンピュータ上で記録されているため、 2 s 程度の誤差を許容して同じ unixtime にスピルがある場合をプロットした。ここで P. O. T. が増加していない期間は加速器のメンテナンス等で物理ラン用のビームが照射されていない時期である。ビームが照射されたほぼすべてのスピルの unixtime においてトラックもデータを取得しており、データ取得効率は P. O. T. 換

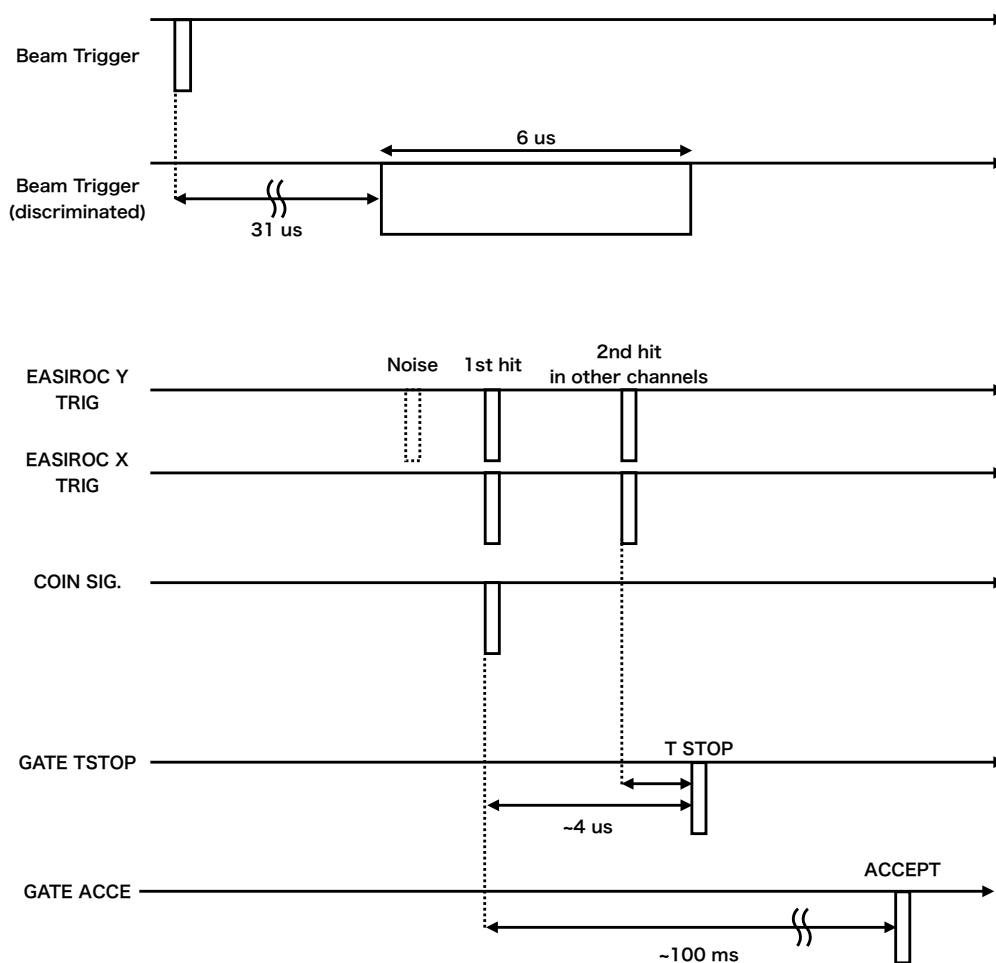


図 8.4: ビーム由来の信号があった場合の DAQ の信号のタイミング. 2 つ目以降のヒットについては T STOP 信号との差が multi hit TDC で記録される.

算で 99.956% であった. Inefficiency のほとんどはトラックが subrun を切り替えるのに要する時間が十数秒あることに起因し, DAQ に問題は起こっていない.

また, DAQ の健全性を保証するために P. O. T. あたりのイベント数の安定性を確認した. 生成されるニュートリノは P. O. T. に比例するため, この値は概ね一定となるはずである. なお, トラックを通過するミュオンのうち主なものは壁でのニュートリノ反応からくるサンドミュオンであるため, これはトラックを通過するサンドミュオンの数を測定していることに相当する. 図 8.6 にこのプロットを掲載する. ここで各スピルに対して 4 枚以上のシンチレータ (x, y それぞれ最低 2 枚) になっていた場合をイベントとしてカウントした. 結果は統計誤差の範囲で概ね $0.79 \text{ events}/10^{15} \text{ P. O. T.}$ で一致し $\chi^2/\text{ndf} = 44.25/41$ であった. なお, 後のためにこの値を 1 スピルあたりの平均イベント数に変換しておく, 今回の測定における 1 スピルの平均陽子数は 2.46×10^{14} であるため, $0.79 \times 0.246 = 0.19 \text{ events/spill}$ となる.

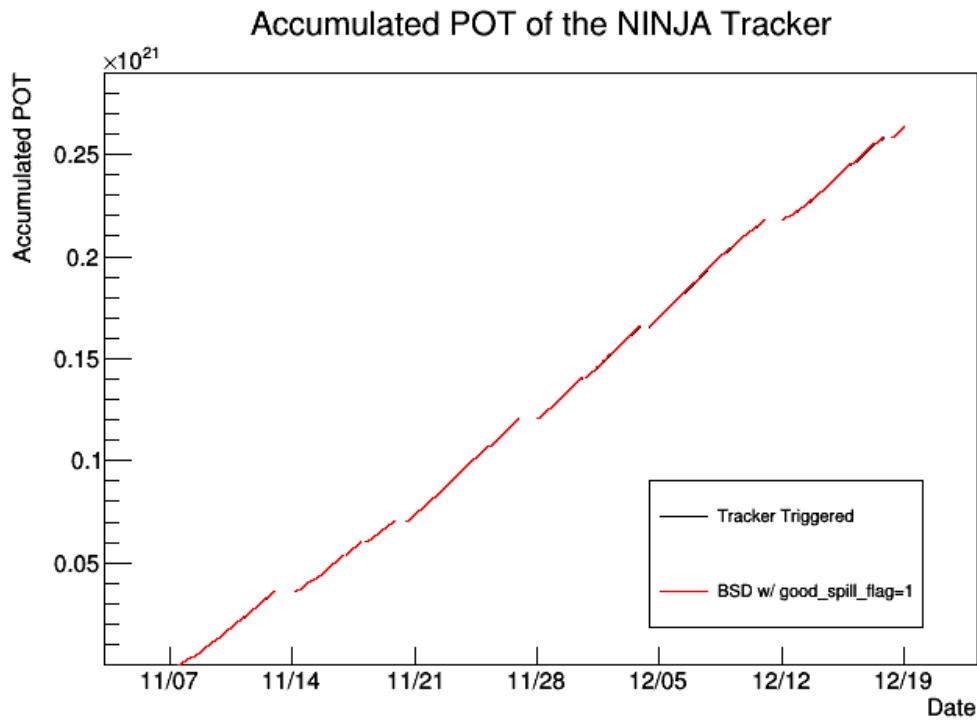


図 8.5: トラッカーのデータ取得時間とビームグループによって記録されている時間。縦軸が P. O. T. の値を積算したもの、横軸が時間である。ほぼすべてのスピルに対してトラッカーはデータを取得できており、データ取得効率は 99.956% であった。

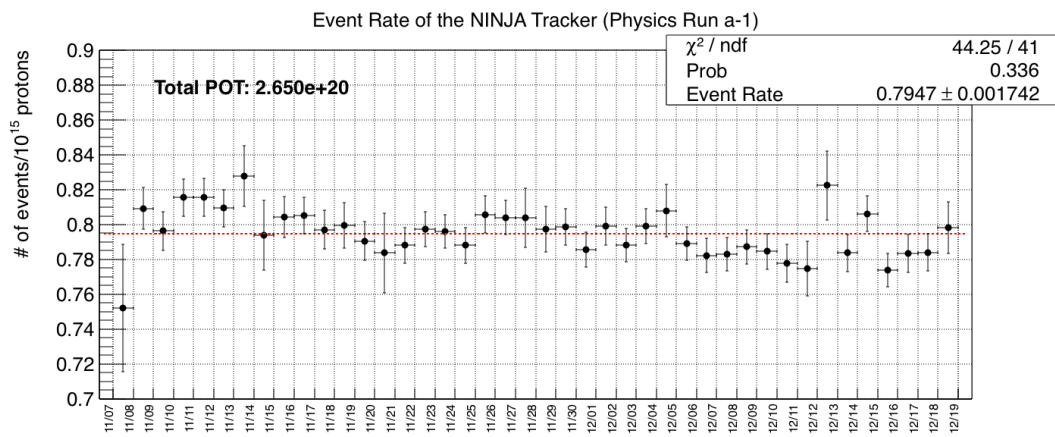


図 8.6: P. O. T. あたりのトラッカーのイベント数。縦軸が 10^{15} P. O. T. あたりのイベント数、横軸が日付である。各日で値は概ね一致し、 $0.79 \text{ events}/10^{15} \text{ P. O. T.}$ 程度であった。

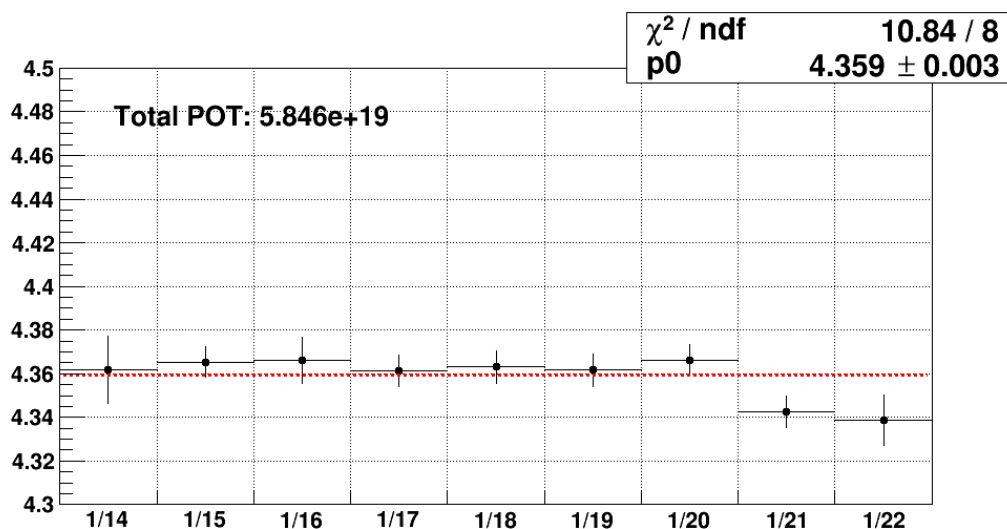


図 8.7: P. O. T. あたりの INGRID のサンドミューオン数. 縦軸が 10^{14} P. O. T. あたりのサンドミューオン数, 横軸が日付である. 概ね $4.4 \text{ events}/10^{14}$ P. O. T. 程度である.

一方, INGRID で取得されているサンドミューオンは図 8.7 のように $4.4 \text{ events}/10^{14}$ P. O. T. というレートである. このレートはモジュール 14 台分を合わせた値であること, INGRID の fiducial area がモジュール 1 台あたり $1.2 \times 1.2 \text{ m}^2$ であること, また, on-axis に比べて off-axis 1.5° は 3-4 倍程度サンドミューオンのレートが少ないことをふまえて, この値をもとにトラックャーでのサンドミューオンのレートを計算すると $44 \text{ events}/10^{15}$ P. O. T./ $(14 \times 1.2 \times 1.2)/3 \sim 0.73 \text{ events}/10^{15}$ P. O. T. となる. この値は図 8.6 で得られた $0.79 \text{ events}/10^{15}$ P. O. T. とおよそ一致しており, このことからトラックャーがサンドミューオンをきちんと取得していることが確認できた.

以上のことから, DAQ は適切に運用されていることが確認できた.

8.3 トラックャーデータの解析と飛跡接続

トラックャーが問題なくデータを取得できていることが確認された後は, 取得したデータの質を保証し, またトラックャーの性能を評価するための解析を行った.

8.3.1 Calibration constant の測定

まず, 各チャンネルについて MPPC の calibration constant を測定した. この測定は当初, これまでと同様にダークカウントによる測定を考えていたが多くのチャンネルでダブルガウシアンでのフィッティングがうまく行かないという問題が起こった. これは MPPC のノイズレートは温度が低いと小さくなるため, 冷蔵庫内で運用されることによってダークカウントによる 1 p.e. のピークがペDESTALから分離しにくくなったこと, また, B2 フロアでは地上に比べて周りの検出器からのノイズが大きくピークの幅が広がったことなどが原因だと考えている. そのため, そ

のようなチャンネルについてはサンドミュオンによるヒットを用いて決定した。サンドミュオンなどの MIP が通過した際の光量は平均で 12 p.e. 程度であるため、その分布の低い方のテールを見ることで 3 p.e. あたりの低い光量のピークを十分に見ることができる。これらのピークについてピークサーチを行い、またそれらのピークが対応することが期待される光量をペDESTAL との差から求めた。それらの ADC の値と期待される光量をグラフにし、直線でフィットすることで傾きから定数を、切片からペDESTAL を決定した。図 8.8 にピークサーチの様子を、図 8.9 に直線フィッティングの様子を載せる。

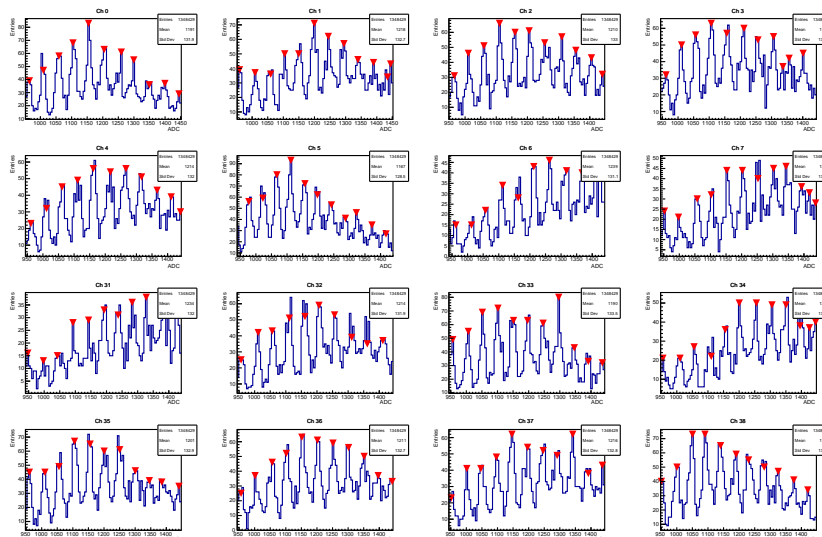


図 8.8: MIP の低いテール部分を用いたピークサーチ。各光電子数に対応する不連続なピークが見えている。

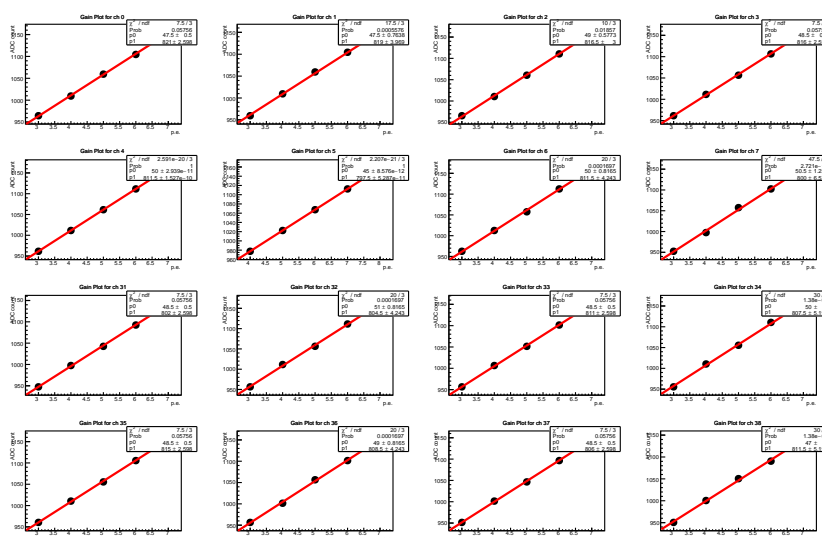


図 8.9: MIP の低いテール部分を用いた直線フィッティング。期待される光電子数と ADC カウントの間に比例関係があることがわかる。

一方でさらに MIP の分布にもノイズが多く適切にピークサーチが行えないチャンネルがモジュール単位で存在した。これについてはトラッカーに用いられている MPPC の V_{bd} やシンチレータの光量などの特性は概ね同じであることを利用して値を決定した。まず、他のチャンネルについてラ

ランダウ関数のフィッティングを行い、その MPV を平均 MIP 光量とした。次にピークサーチが行えなかったチャンネルにおいて、ADC 分布の MIP に対応する部分にランダウ関数をフィットした。この平均値がさきほどの平均 MIP 光量と同じになるように calibration constant の値を決めた。決定された calibration constant の値を見ると他のモジュールに比べて値が低いものが多かった。このことから、このモジュールでピークサーチが行えなかった原因の一つとして、EASIROC チップの特性が他とやや異なり印加電圧が想定よりも低かったためと考えている。印加電圧が想定より低いと calibration constant が小さく、各ピークの広がりが重なり合うためピークを十分に分離できずピークサーチに失敗する。

これらの値をもとに ADC の値を光量に変換し、閾値を 2.5 p.e. に設定して以降の解析を行った。

8.3.2 ADC のデータ確認

EASIROC の ADC によって記録されたデータを確認した。図 8.10 は各チャンネルで閾値である 2.5 p.e. を超えたイベント数である。各チャンネルのイベント数は 5000-6500 程度であった。こ

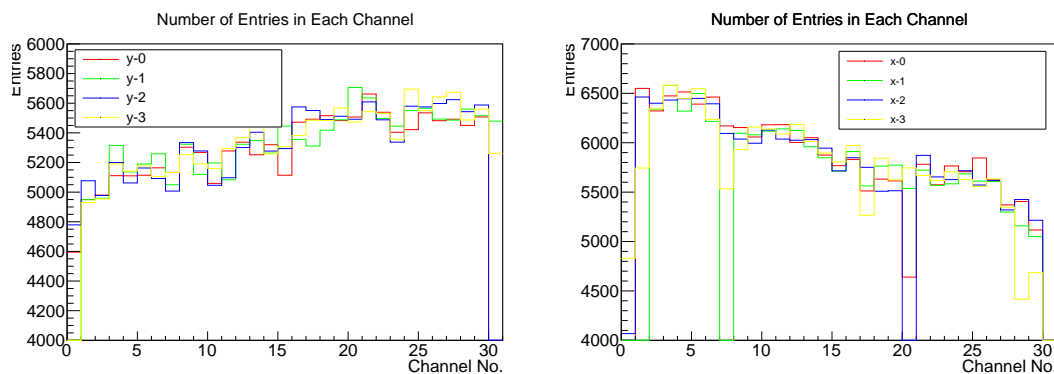


図 8.10: 各チャンネルで閾値を超えたイベント数。左が y 層、右が x 層の分布である。それぞれのヒストグラムがシンチレータの層に対応している。Off-axis の違いによりイベント数の増加・減少の傾向が見える。

ここで各層においてチャンネル番号に従った単調な増加・減少の傾向が見えているが、これは off-axis の違いによって説明される。これまで、トラッカーは off-axis = 1.5° があると述べてきたが、実際にはトラッカーは 1 m 四方の大きさであるため、トラッカーの上下左右で off-axis の値は変化する。B2 フロアの NINJA 実験が行われている位置では、トラッカーのチャンネル番号が y 層については大きい方から小さい方に、x 層については小さい方から大きい方に向かうにつれて off-axis が 0.15° ほど増大する。Off-axis が大きいほどビーム方向から外れ、ニュートリノフラックス、またそれに伴うサンドミューオンの数は減少するため、このようなサンドミューオンなどの数の違いがイベント数において見えていると考えられる。

図 8.11 は off-axis ごとのフラックスの分布である。これによると、トラッカーが設置された off-axis = $1.5^\circ \pm 0.07^\circ$ においてトラッカーの中心と端でフラックスは 6% 程度変化する。実際、たとえば図 8.10 の y 層の分布においてはトラッカーの中心付近で 5300 イベント程度に対して、両端ではそれぞれ 5000, 5500 イベント程度であり 4-6% 程度の変化がある。

また、層の端のチャンネルではイベント数が小さいチャンネルも見られる。これはトラッカーの端では y 層と x 層が完全に重なってはいないため、2 層の AND 信号によって生成されるトリ

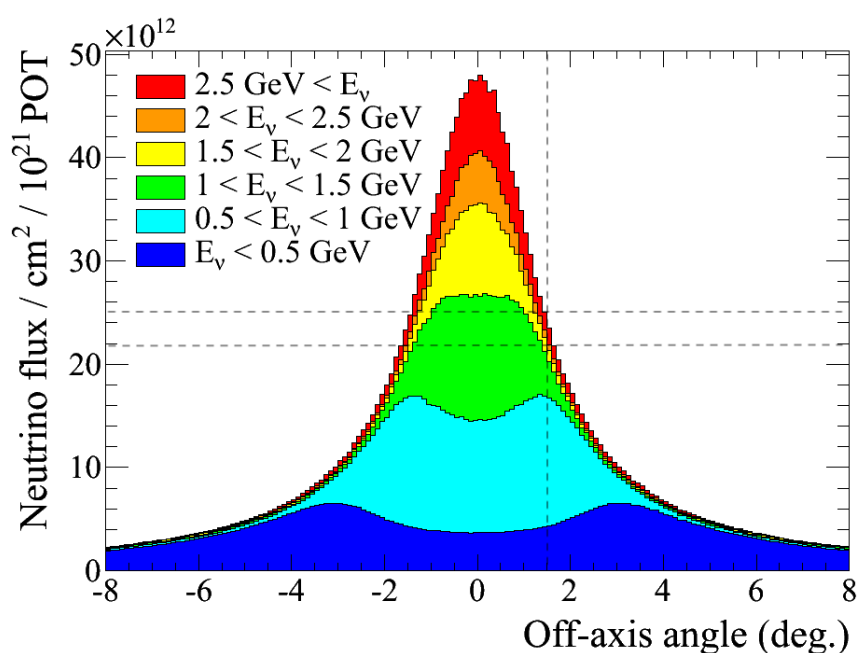


図 8.11: Off-axis によるニュートリノフラックスの違い. エネルギーの高い部分が主にサンドミューオンに寄与する. Off-axis = $1.5^\circ \pm 0.07^\circ$ でフラックスは $\pm 6\%$ ほど変化する.

ガー信号の発行の割合が低いためである. また, それ以外の値が小さい部分が物理ランまでに故障が確認された 6 チャンネルである.

次に, 各イベントで閾値を超えたようなチャンネル数の分布が図 8.12 である. トラッカーを付き抜けるような荷電粒子は y 層, x 層それぞれに対して 2-4 チャンネルでヒットを残すはずである. したがって, この分布は 4-8 にピークを持つはずであり, 実際そのような分布になっている. この分布を用いてヒット数が 2 以上のイベントの全体における割合を求めると, 0.206 ~ 20% であった. これはサンドミューオンから求められた 1 スピルあたりの平均イベント数と同程度の値となっており, このことからトラッカーの DAQ が適切に動作していることが確認できた.

8.3.3 Multi hit TDC のデータ確認

EASIROC モジュールの multi hit TDC によって記録されたデータを確認した. EASIROC は一度データを取得すると, データ転送などを行うために $2 \mu\text{s}$ 程度は ADC を記録できない. また, そもそも ACCEPT が入力されるまでの時間として十分長い 100 ms 程度を確保しているため, この間はデータ取得を行わない. したがって, 1 スピルにつき 1 イベントであれば問題ないが, 2 イベント以上の場合にはいずれかのチャンネルでおこった最初のイベントに対応する時間での値を ADC の全チャンネルが取得する. その後に他のチャンネルで起こったイベントについて ADC には記録されない. 一方で, multi hit TDC はトリガー信号が発行された後に各チャンネルについて初めて閾値を超えた時間を記録するため, 最初のイベントから $4 \mu\text{s}$ 以内であれば各チャンネルで独立に時間情報を記録することができる.

例えばスピルの最初のイベントがサンドミューオン由来で, その後 ECC 内での反応由来のミューオンがトラッカーを通過したとしてもこのような後発の信号は ADC で記録されない. したがっ

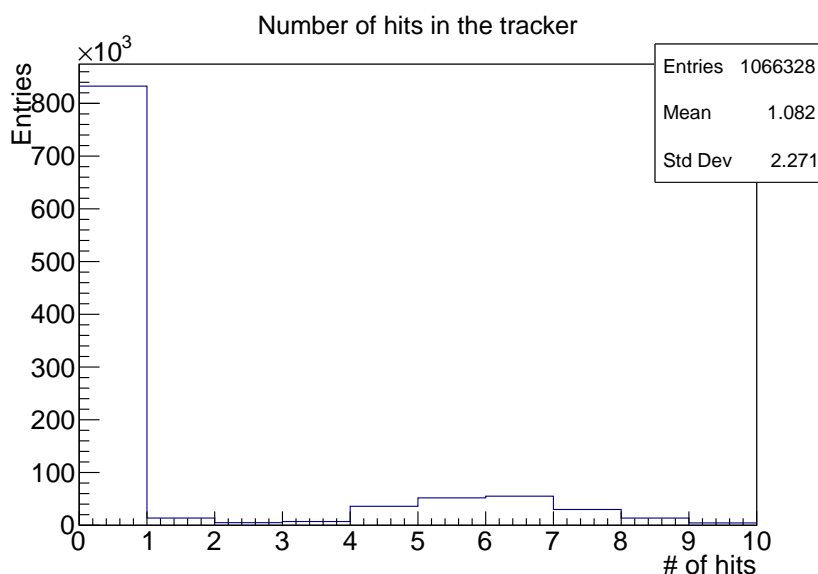


図 8.12: トラッカーで閾値を超えたチャンネル数の分布. ヒット数が 4-8 のあたりで予想通り多くなっている.

て, ADC のデータだけを用いている場合にはこのようなマルチヒットイベントによる inefficiency が発生してしまう. トラッカーのデザインは, 原理的には各シンチレータに荷電粒子がヒットしたか, ヒットしていないかのみを用いて位置の再構成を行えるため, multi hit TDC のデータを使用することでこのような inefficiency を抑制することができると考えられる.

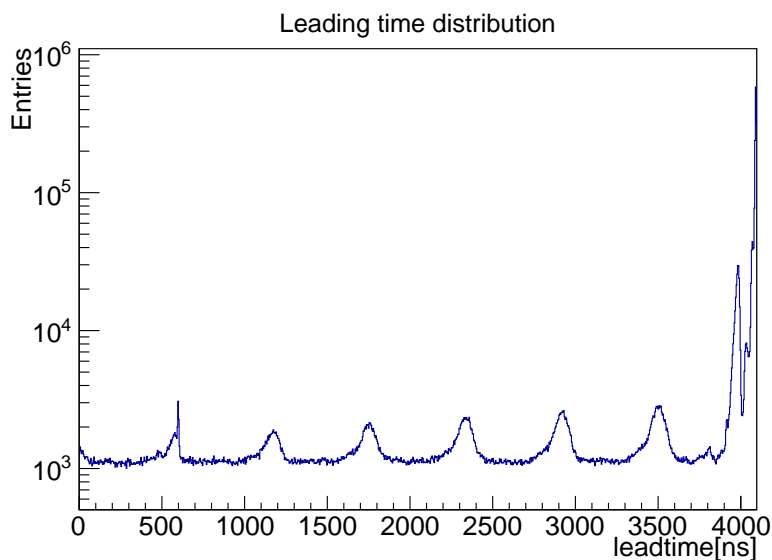


図 8.13: Multi hit TDC の leading time の分布. 右から順にバンチ差 1 - 6 に対応するピークが見えている. TDC = 0 のあたりにはバンチ差 7 に対応するピークらしきものも確認できる.

Multi hit TDC に記録された leading time のデータを用いてニュートリノビームのバンチ構造を確認し, きちんと動作していることを確認した. EASIROC モジュールの multi hit TDC はトリガー信号が発行されてから T STOP 信号が入力されるまでの時間が入力されるため, もっとも後ろの 4080 ns あたりの時間に大きなピークがたち, それよりも前の時間に 2 ヒット目以降のヒッ

ト時間が記録される．ここで 4080 ns という値が今回用いられた T STOP 信号の遅延時間である．Multi hit TDC の分布を確認したところ，図 8.13 のように 4080 ns から 580 ns ずつだけ早い時間にそれぞれ 6 つのピークが立っており，ニュートリノビームのバンチ構造をきちんと確認することができた．

最後に，この multi hit TDC を用いて 8 バンチすべてのデータが取得されているかを確認した．ニュートリノビームのスピル幅が $4.1 \mu\text{s}$ 程度である一方で multi hit TDC のレンジは 4096 ns 未満なので multi hit TDC がすべてのバンチを覆うことはできない．今回は T STOP 信号を各モジュールでの TRIG 信号から作成しているため，DAQ で取得できるのは複数ヒットがあった場合のバンチ差に対応する時間である．これを用いて間接的に確認を行った．1 スピルにおいてトラックで観測されるミュオンのほとんどを占めるサンドミュオンの期待値は 0.19 events と高くない．ポアソン分布を仮定すると，複数イベントが観測された際にその数が 2 である割合は $0.19^2 \times \exp(-0.19)/2/(1 - \exp(-0.19) - 0.19 \times \exp(-0.19)) \sim 94\%$ である．そのため，複数イベントのほとんどはたかだか 2 イベントと考えられ，また 1 つのバンチで 2 本のトラックが同時に起こるのではなく，2 つの別のバンチで 1 イベントずつ観測されると考えられる．このとき，バンチ差が 1 であるようなバンチの組は (1, 2) から (7, 8) までの 7 組である．同様にバンチ差が 2 であるような組は 6 組，バンチ差が 7 であるような組は 1 組である．したがって，確率的にバンチ差が 1 であるようなイベントに対してバンチ差が 2 であるようなイベントは 6/7 だけ少なくなるはずである．他の組に対しても同様に考えると，各バンチ差を横軸，それに対応するイベント数を縦軸としてプロットすればこれらは直線に乗るはずであり，またその x 切片は $n = 8$ になる．仮に，DAQ の時間調節が不十分であり，1 スピルの途中までしかデータ取得ができないようになっていた場合，この x 切片の値が変化する．たとえば最後のバンチが取得できなかった場合，バンチ差が 1 のようなバンチの組は 6 組となり x 切片も $n = 7$ となる．各バンチ差に対応する $\text{TDC} = 4080 - n \times (\text{バンチ差})$ ，ただし $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ の周りについてイベント数を数えた．ここで $n = 7$ はほとんど $\text{TDC} = 0$ となってしまうので解析には加えなかった． $\text{TDC} = (4080 - n \times 580) \pm 60$ であるようなチャンネル数を数え，このような TDC の値が 3 チャンネル以上に存在するとき，この時間にビームにおける 2 つ目以降のバンチ由来のヒットがあるとした．このようなイベント数を各バンチ差について求めプロットすると，図 8.14 のように予想通り直線に乗った．また，このときの x 切片はほとんど $n = 8$ であり DAQ が 8 バンチすべてを覆っていることが確認できた．

8.3.4 イベントディスプレイと飛跡接続

トラックと Baby MIND の飛跡の接続を確認するために，まずは 11 月 8 日のデータを用いてイベントディスプレイを作成した．図 8.15 にイベントディスプレイの例を載せる．このイベントディスプレイにおいては Baby MIND の他にプロトンモジュールも掲載してある．プロトンモジュールは NINJA 検出器のすぐ上流に設置されている検出器であり，これらの両方を通過したようなミュオンを用いてトラックの飛跡接続の評価を行った．まず，プロトンモジュールのヒット位置を直線フィットし飛跡を再構成し，その直線を Baby MIND まで外挿する．許容される位置ずれの範囲内に Baby MIND でもヒットがあり，外挿した直線が通過する位置にトラックの有感領域内がある場合にトラックでのヒットを以下の方法で確認した．

プロトンモジュールおよび Baby MIND のイベントに記録されている unixtime はプロトンモ

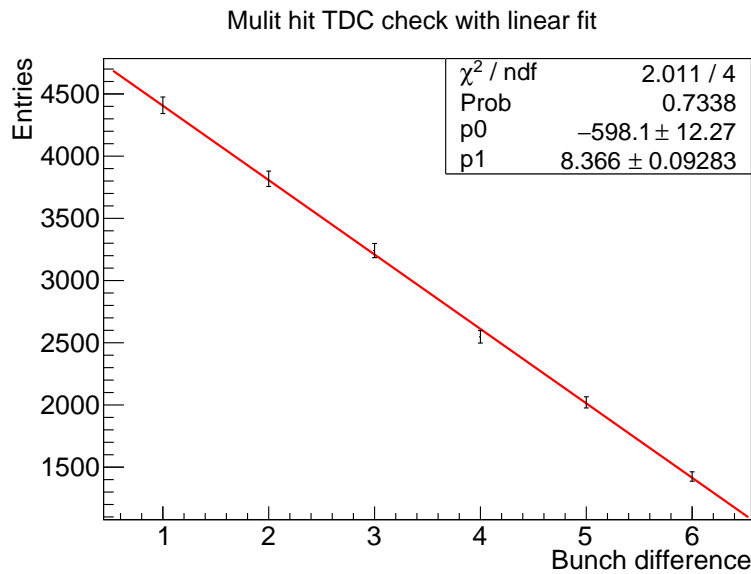


図 8.14: Multi hit TDC がすべてのバンチを覆っていることを確認するプロット. 各バンチ差に対応する点は直線 $p_0(x - p_1)$ に乗っており, この直線の x 切片はおよそ $n = 8$ と一致している.

ジュールが取得したものであり, トラックの unixtime と同期はしていない. したがって, まずこの unixtime の前後 2 s にトラックのイベントが存在するかを確認した. その後, イベントがあることが確認された場合には, 推定されたトラックの位置のシンチレータがヒットしているかを見た. その結果, 84 イベント中 76 イベントについてはトラックのヒットが存在し, トラックの検出効率として 90% 以上という値を得た. この値は今後の解析の改良によって改善することが見込まれる. 具体的にヒットが存在しないイベントを確認したところ, たとえば unixtime の同期が完璧ではないことで 2 s 以上の時刻のずれがトラックとプロトンモジュールの間に存在する場合があった. このような場合には推定されたトラックにヒットが存在しない場合があるため, 検出効率を下げってしまう. 実際, 図 8.16 の上のようなトラックにのみヒットがないと判断されたイベントに対して, その 3 s 後にあった下のイベントが対応するよう見える. また, 解析の段階においては検出器の相対的な位置関係が現実のものを反映しきれていない. そのため, 実際にはトラックの有感領域内を通過していない飛跡について, トラックの有感領域の端を通過すると判断されたと考えられるイベントも存在した. さらに, プロトンモジュールと Baby MIND での飛跡接続がうまくいっていないイベントも存在した. プロトンモジュール内でのニュートリノ反応など, 複数の飛跡が存在するイベントには直線フィッティングがうまくいかず, 実際には荷電粒子がトラックを通過していない場合でも飛跡がトラックに外挿されてしまう場合が存在した. さらにトラックの各層で 2 ヒット以上を要求しているが, y 層で 1 ヒットしか存在しないためイベントとして選択されていないイベントもあった. 表 8.2 にこれらのイベントをまとめる. トラックの y 層で 1 ヒットしかないイベントについてはシンチレータの inefficiency として現状扱い, 残りの 7 イベントは今後の解析の改良によって向上することが可能である. 例えば検出器の相対的な位置を精密に測量し, その結果をこの解析や今後のシミュレーションに実装する. また, プロトンモジュールと Baby MIND での飛跡接続を改良し, 複数の飛跡が存在するイベントについての取り扱いを可能とする. 以上の改良によって, トラックの検出効率として

76/77 ~ 99% 程度を達成できると考えている.

表 8.2: ミスマッチイベントの理由と数

| ミスマッチの理由 | イベント数 |
|---------------------|-------|
| 時刻同期のずれ | 2 |
| 相対的な位置ずれ | 1 |
| プロトンモジュールのミスフィッティング | 4 |
| トラッカーの y 層で 1 ヒットのみ | 1 |
| 合計 | 8 |

上でマッチした 76 イベントについて, トラッカーのシンチレータの位置の平均 ($x(y)_{\text{scint}}$) と直線を外挿した位置 ($x(y)_{\text{ex}}$) の差を取り, 分布を確認すると, 図 8.17 のようになった. 分布は $y_{\text{ex}} - y_{\text{scint}} = -1 \text{ cm}$, $x_{\text{ex}} - x_{\text{scint}} = 5 \text{ cm}$ あたりにピークが立っており, 標準偏差 $\sim 12 \text{ cm}$ である.

本来であればピークは 0 付近に立つはずであるが, ずれた位置にピークが立っている. これは先述の通り, 解析に実際の相対位置が反映しきれていないことが原因だと思われる. また分布の広がりも大きい, これはトラッカーの再構成をシンチレータの平均位置のみとしていることや, 先述の通りプロトンモジュールや Baby MIND での飛跡接続が開発途中で簡易的なものであることなどが原因であり, こちらについても今後改善が可能である.

8.4 測定データの解析のまとめ

トラッカーの DAQ は適切に運用されており, subrun の切り替えを除く全ての時間でニュートリノビームのデータを取得していることを確認した. INGRID で測定されたサンドミューオンのレートからトラッカーでの値を算出し, トラッカーで実際に測定された値が同等な値であることを確認した. ニュートリノビームに由来するミューオンのほとんどはサンドミューオンであるため, これをもってトラッカーが期待通りにビームデータを取得していることを確認した.

EASIROC の ADC で測定されたデータを用いてトラッカーのヒット数を確認した. トラッカーの上下・左右において off-axis が異なることによるイベント数の変化を確認し, またヒット数の分布が期待される分布であることを見た. この分布から見積もられるトラッカーのイベントレートがサンドミューオンで得た値と一致していることを確認した.

また, EASIROC の multi hit TDC の機能を用いてトラッカーが各スピルのデータを取得していることを確認した. 特に, ADC では記録しきれない「1 つのバンチで複数のバンチにヒットがある」場合についてこのデータが重要であるが, multi hit TDC が 8 つのバンチのデータをすべて取得できていることを確認した.

最後に, プロトンモジュールと Baby MIND のデータも用いて, トラッカーとの飛跡接続を行った. オフラインで unixtime を同期し, イベントディスプレイを作成した結果, トラッカーとプロトンモジュール, Baby MIND で飛跡が接続されていることを確認した. また, 11 月 8 日に取得されたイベントを用いてトラッカーの検出効率や位置再構成の評価を行った. 検出効率は当初 90% 程度にとどまったが, 原因を解明し 99% という値が達成可能であると確認した. 位置再構成についてはプロトンモジュールのヒット情報からトラッカーでのヒットを推定し, 測定値との差の分

布を得た。検出器同士の相対的な位置やプロトンモジュールでの飛跡再構成に改良の余地はあるものの、きちんとピークの立った分布が確認され、標準偏差は 12 cm 程度となった。

以上より、トラックは非常に高い検出効率でデータを取得しており、期待通りの性能を物理ランにおいて示していることが実証された。

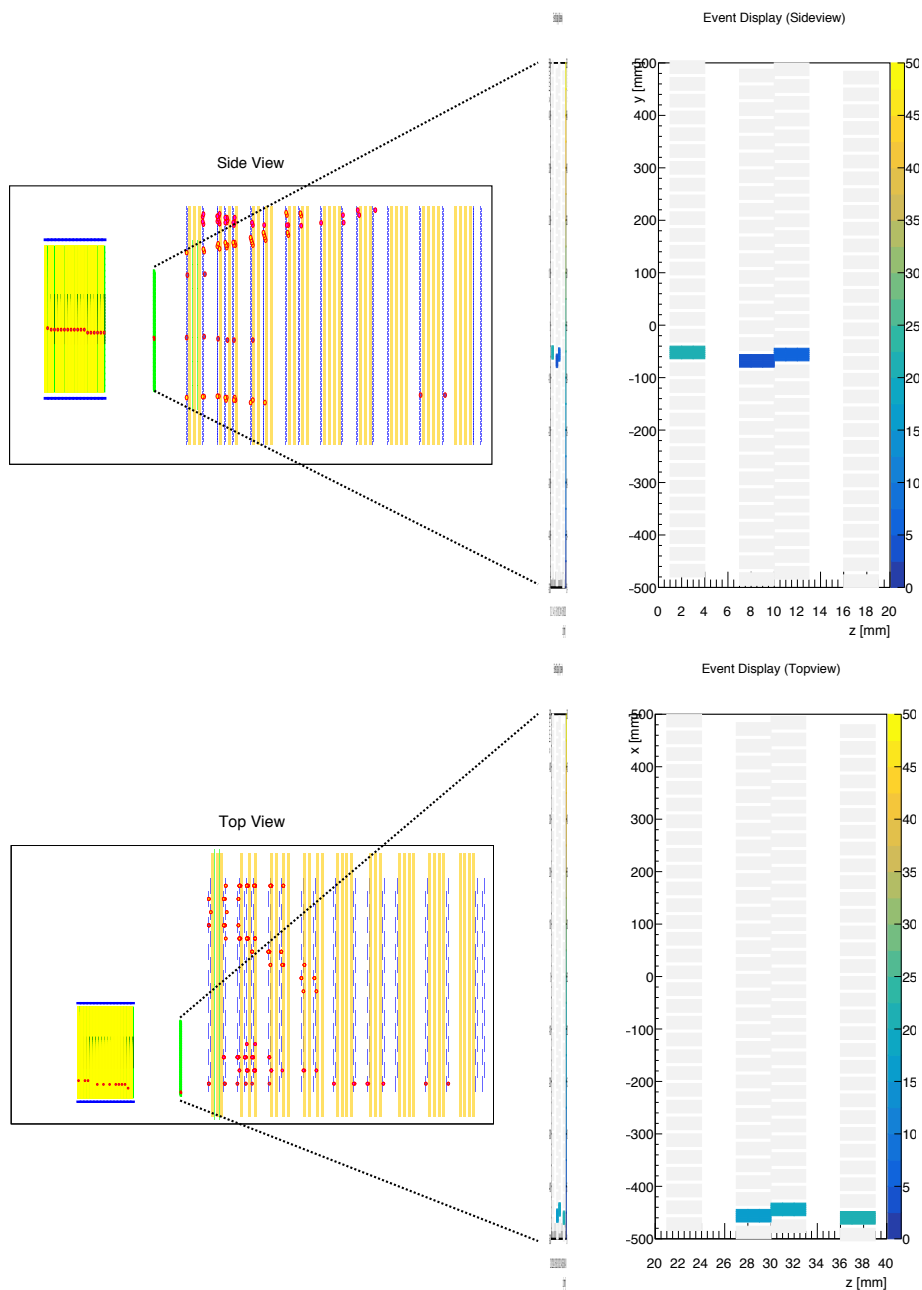


図 8.15: トラッカーと Baby MIND, プロトンモジュールのイベントディスプレイ. 上が side view, 下が top view を表している.

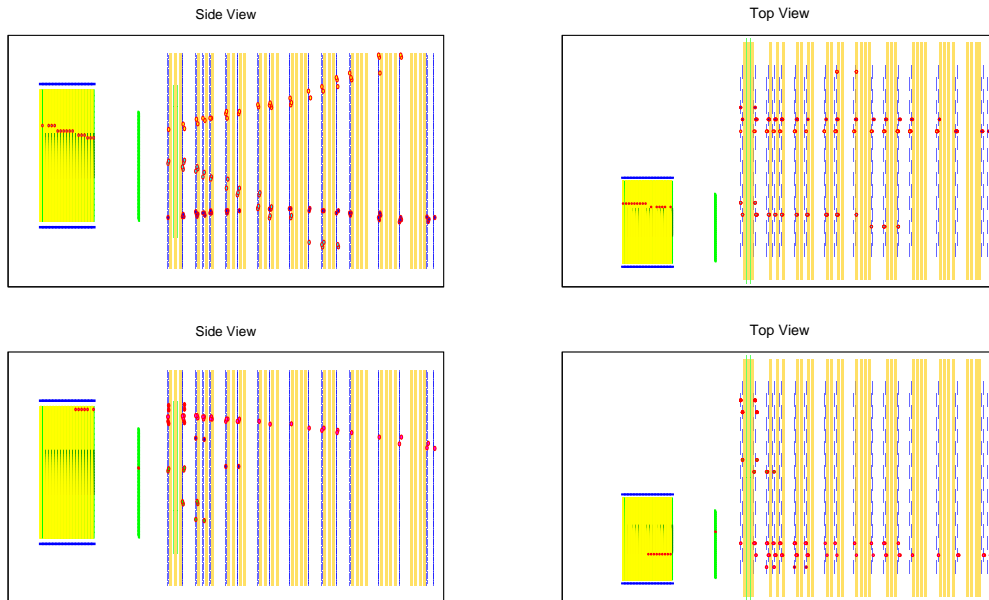


図 8.16: 時刻同期のずれによってマッチしなかったイベント (上) とその 3 s 後に記録されている実際のマッチング候補 (下).

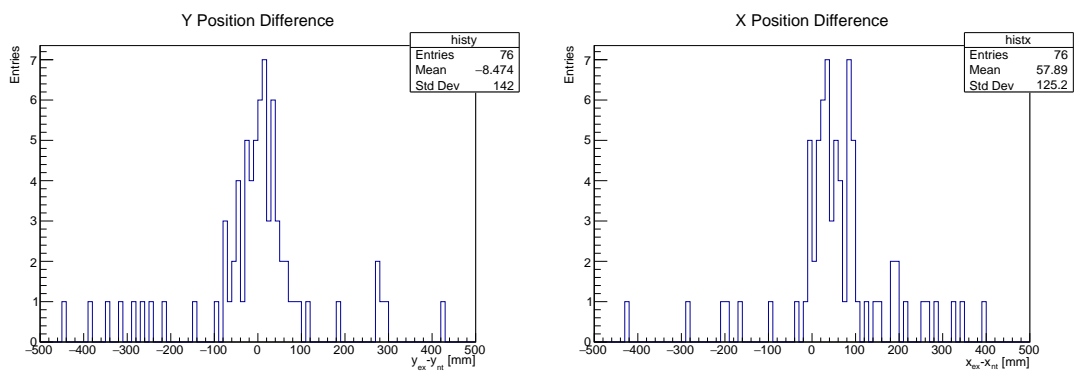


図 8.17: トラックのシンチレータの位置の平均とプロトンモジュールから外挿された位置の差. 概ね 0 付近にピークが立っており, トラックでの位置の測定が可能であることを示している.

第9章 今後の展望

9.1 NINJA 実験物理ラン

NINJA 実験物理ランは今後、2020年2月12日までニュートリノビーム照射を行い、合計で 4.5×10^{20} P. O. T. の統計量を取得する予定である。ビーム照射が終了次第、各検出器はアンインストールされ、ECC およびシフターに設置された原子核乾板フィルムは現像される。すべての原子核乾板が現像されるには概ね1ヶ月程度かかると見込まれており、2019年度末には終了する予定である。現像された原子核乾板は銀取り、膨潤という工程を経て順次、名古屋大学のスキャンングマシ HTS (Hyper Track Selector) によってスキャンされる。ここで銀取りとは、現像によって析出した銀粒子を拭き取りスキャンを可能にする工程であり、膨潤とは現像によって流されたほとんどの溶媒の厚みをスキャンの際に取り戻すためグリセリンに浸す工程のことである。合計で1300枚を超える原子核乾板フィルムをスキャンする必要がある、概ね9ヶ月から1年程度かけてスキャンを完了させる予定である。すべてのスキャンが完了し、解析なデータがそろった後はニュートリノ反応の解析が行われる。NINJA 実験物理ランの今後の予定を表 9.1 にまとめる。

表 9.1: NINJA 実験物理ランの今後の予定

| | |
|------------|-------------------|
| 2020年2月12日 | ニュートリノビーム照射停止 |
| ↓ | 検出器アンインストール |
| 2020年2月下旬 | 現像開始 |
| ↓ | 現像, 銀取り, 膨潤 |
| 2020年3月末 | スキャン開始 |
| ↓ | スキャン, および並行して飛跡接続 |
| 2020年度末 | スキャン終了 |

9.2 トラッカー

トラッカーにおいては引き続き高い検出効率を保ったままデータを取得し続ける。本研究での解析をもとに全データでの Baby MIND との飛跡接続を完了し、その後原子核乾板まで接続、ニュートリノ反応由来のミュオンを識別する。ヒット情報と非ヒット情報を用いたトラッカーにおける位置再構成を実データについても適用し、より精度のよい位置情報を得る。また、角度情報も Baby MIND における飛跡を用いて得ることで、より精度良く求めることが可能であると考えられる。これらを用いて、トラッカーの直上流に貼られた SS、およびそのさらに上流にあるシフターとの飛跡接続に要求される精度を達成する。

また、原理上このトラッカーはシンチレータにおける dE/dx つまり光量をほとんど用いることなく飛跡の位置を再構成することが可能である。現在のところ、光量が用いられるのはデータ取

得や解析の閾値を決定するときのみである。しかし、光量を用いることでトラックにおける粒子識別を行える可能性がある。トラックにおいて粒子識別を行うことができれば、特に複数粒子による多ヒットクラスターについて、各シンチレータのヒットがどの粒子によるヒットかを識別し、クラスターを分離することで位置の再構成の精度を高めることが可能であると考えられる。図 9.1 にモンテカルロシミュレーションにおいてミューオンと識別されたクラスターの光量と、それ以外と識別されたクラスターの光量を載せる。ミューオンクラスターと比較すると、ミューオ

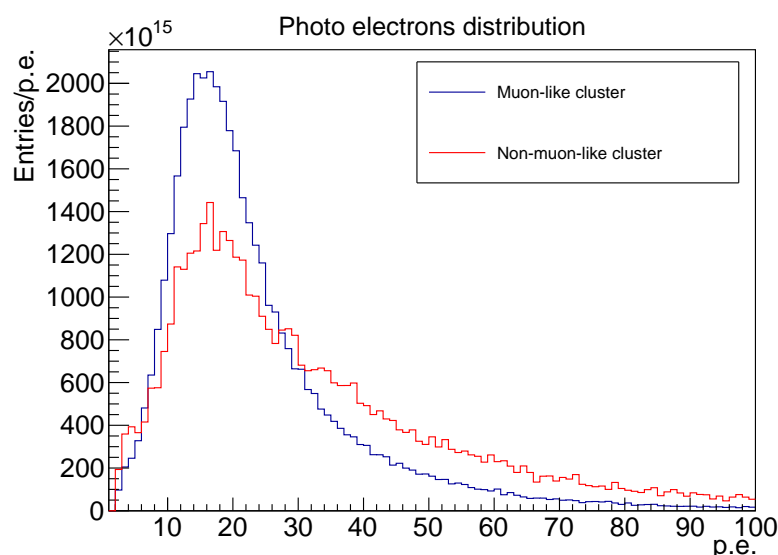


図 9.1: トラックにおけるミューオンライクなクラスターの光量と、そうでないクラスターの光量。モンテカルロシミュレーションにおいて、ヒット数 4 以下のクラスターのうち、ミューオンと識別されたものによる光量は平均 24 p.e. 程度であるのに対して、そうでないと識別されたものでは 31 p.e. 程度である。各ヒストグラムは面積で規格化されている。

ンでないクラスターは陽子などについて dE/dx が大きいため、光量の平均が大きくなっている。

9.3 ニュートリノ反応解析

図 9.2 に NEUT によって求められた、物理ランで期待されるニュートリノエネルギーごとのイベント数を載せる。ここで、ミューオンのアクセプタンスとして $|\tan \theta_x| < 2.5$, $|\tan \theta_y| < 1.5$ を仮定し、さらにそのアクセプタンス内のミューオンを検出する効率として 80% という値を仮定した。ここでこの 80% という値はトラックでの検出効率 99% 以上の他に、Baby MIND での検出効率やシフター、SS などの原子核乾板フィルムでの検出効率を保守的に見積もり決定した。今回は CC 反応のみを選択しているが、実際の解析でも Baby MIND でのミューオン検出を課すことによって NC 反応はほとんど無視することが可能である。また、Baby MIND によって $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ 識別も可能となることから $\bar{\nu}_\mu$ イベントの混入もひとまず無視した。

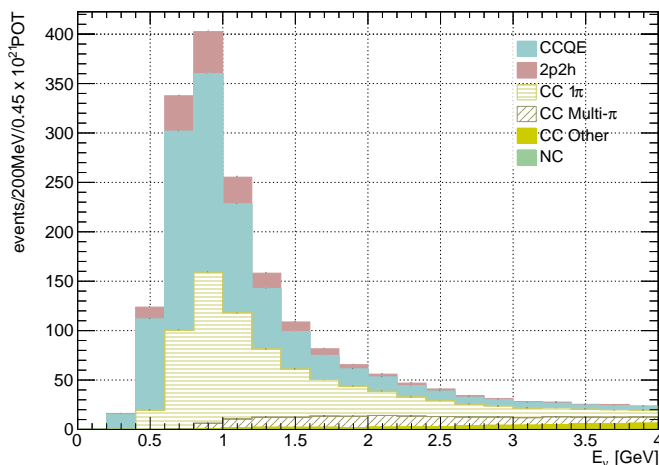


図 9.2: NINJA 実験で期待されるニュートリノイベント数. 横軸がニュートリノのエネルギーであり縦軸がイベント数である. 4.5×10^{20} P. O. T. の統計量とトータルで 80% の検出効率を仮定している.

特に、現在のニュートリノ反応測定において注目されている低運動量閾値での陽子測定について以下に簡単に展望を述べる. 2p2h 反応が多く含まれるような $CC0\pi2p$ イベントについて NINJA 実験では図 9.3 のように 300 イベント程度が検出されることが見込まれる. ここで、ミューオンに

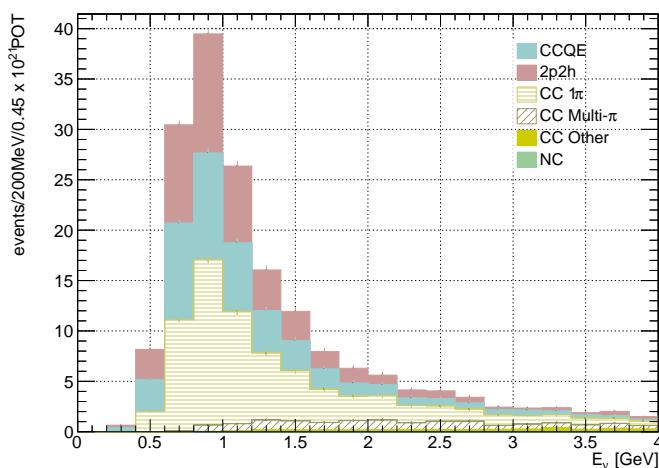


図 9.3: NINJA 実験で期待される $CC0\pi2p$ イベント数.

については図 9.2 と同様な条件を課し、その他の荷電粒子についてはアクセプタンス $|\tan \theta| < 4.0$ 、さらに陽子については運動量として 200 MeV/c 以上という条件を課した. このような陽子 2 本のみが検出されるようなイベントについて、2 本の陽子がなす角度を NEUT を用いて求めたところ、図 9.4 のようになった. 2p2h イベントでは 2 本の陽子の角度がより開いており、この領域で 2p2h イベントの有無によってイベント数が 2 倍程度変化する. もっとも角度が大きいビンにおいて 2p2h がなければ 16 イベントが期待され、一方で 2p2h が存在すれば 30 イベント程度が期待される. 上から二番目のビンであれば 2p2h がなければ 36 イベントが期待され、一方で 2p2h が存在すれば 65 イベント程度が期待される. たとえば二番目のビンを考えれば 2p2h ありの場合の統

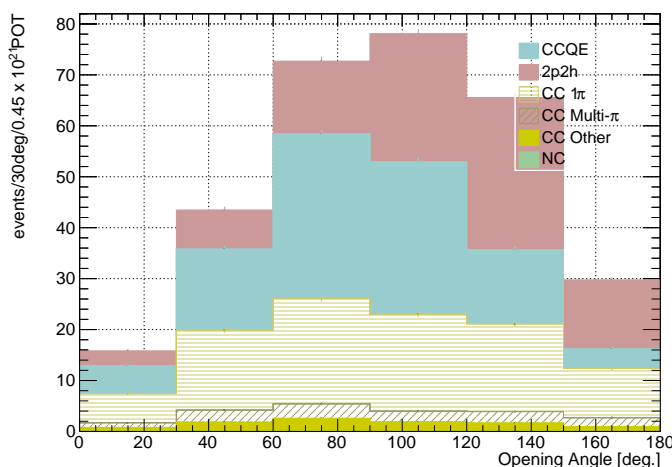


図 9.4: NINJA 実験で期待される $CC0\pi 2p$ イベント 2 本の陽子のなす角度.

計誤差 $\sigma \sim 8$ イベント に対して $65 - 36 \sim 3.6\sigma$ の統計的有意度でその存在を確認することができる. したがって NEUT のモデルが正しければ, このような分布を求めることでニュートリノ反応における 2p2h の存在の有無を確認することが可能と考えられる. アクセプタンスをそのままに陽子の運動量閾値を ND280 での閾値に対応する $600 \text{ MeV}/c$ とすると, 図 9.5 のようにそもそものイベント数が少なくなり, このような解析は不可能である. 同様に統計的有意度を計算すると, $6 - 3 \sim 1.2 \times \sqrt{6} = 1.2\sigma$ 程度の有意度である. 図 9.6 に NEUT で得られた陽子が 2 つ放出されるような 2p2h イベントの運動量と陽子の間の角度の分布を載せる. ここで運動量については 2 本のうち運動量の低い方の値である. また, アクセプタンスのみ x, y 方向ともに $|\tan \theta| < 4.0$ という条件を課している. この図からも NINJA 実験の $200 \text{ MeV}/c$ という運動量閾値が 2p2h の高統計測定に大きく役立つということが確認できる. このことから, これは NINJA 実験の細かなセグメンテーションと高位置分解能があって初めて可能な測定であるといえる.

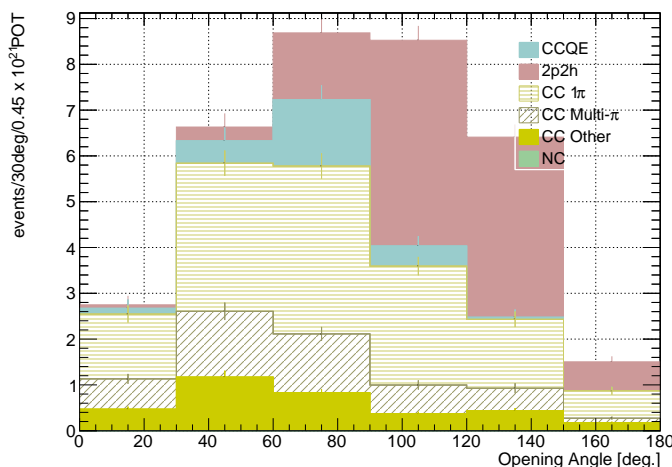


図 9.5: 運動量閾値を上げた際の $CC0\pi 2p$ イベントでの 2 本の陽子のなす角度. アクセプタンスは $|\tan \theta| < 4.0$ のままで陽子に対する運動量閾値を $600 \text{ MeV}/c$ としている.

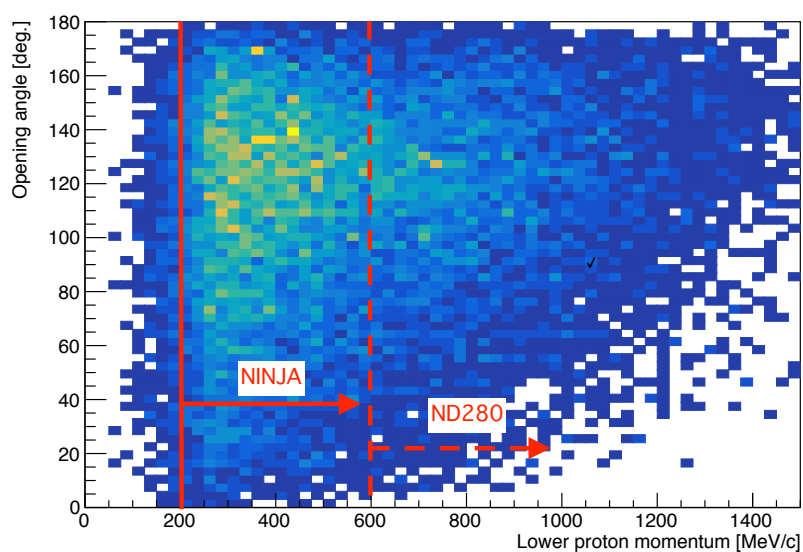


図 9.6: NEUT の 2p2h イベントにおける運動量検出閾値と 2 本の陽子の間の角度の関係. 横軸が 2 本の陽子のうち低い方の運動量を, 縦軸がそれらの間の角度で, 2 次元ヒストグラムは各陽子についてアクセプタンスのみ $|\tan \theta| < 4.0$ としたときのすべての運動量について描いている. NINJA 実験物理ランに対応する, 200 MeV/c の運動量閾値では多くのイベントを捉えられる.

以上のように, 原子核乾板の優れた位置分解能を駆使してニュートリノ反応の精密測定を行うことを目指す.

第 10 章 まとめ

本研究においては 2019 年 11 月 7 日より開始された NINJA 実験物理ランにおいて用いられるシンチレーショントラッカーの開発から製作, 試験, 運用, 解析までを行った. NINJA 実験は高い位置分解能を持った原子核乾板と J-PARC の大強度ニュートリノビームを用いて, ニュートリノ反応を詳細に調べることを目的とした実験である. 特に本研究においては T2K 実験の後置検出器スーパーカミオカンデの標的物質である水との反応の測定を行う. 原子核乾板は他の検出器では達成できないサブミクロンオーダーの位置分解能を有する一方で, 飛跡情報の取得は現像時に一度に行われるため, ビームタイミングの情報をそれのみでは得られない. NINJA 実験におけるニュートリノ反応標的兼飛跡検出器である ECC はミュオンを同定するには標的質量が足りないため, 下流に設置された 1.5 T の磁場が印加されたシンチレータ飛跡検出器である Baby MIND をミュオン飛程検出器として利用する. Baby MIND はシンチレーション光をエレクトロニクスによって読み出す検出器であるためビームタイミングの情報をもち, Baby MIND におけるミュオンの飛跡を外挿することによって原理的には ECC 内の飛跡に対してビームタイミングの情報を付加することが可能である. しかし, Baby MIND の位置分解能 (1 cm/18 cm) のみではマッチする飛跡を一意に定めることができない. 飛跡を一意に定めるためには, ECC と Baby MIND の間に位置分解能の良いビームタイミング情報を持った検出器を設置する必要がある, シンチレーショントラッカーがエマルジョンシフターとともにこの役割を担う.

まず, NINJA 実験の過去のデータを解析してトラッカーの位置分解能として要求される値を 2.9 mm と決定し, 本番のセットアップを考慮してトラッカーの大きさや厚みに対して許容される範囲も設定した. これらの要求を満たした上で実用に耐えうるトラッカーの新たなデザインを考案した. このデザインにおいては, プラスチックシンチレータのバーが 4 層にわたって互いにスタaggerし, 隣のバーと間隔をあけて重なり合っている. シンチレータのヒット情報に加えて非ヒット情報も用いることでバーを単純に並べた場合に比べて少ないチャンネルで要求されるセグメンテーションを実現した. 次にシンチレータ, 波長変換ファイバー, MPPC などの性能を評価し, デザインを実現するための要求を満たしていることを確認した. また, Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより考案されたデザインについてより詳細な評価を行い, 2.9 mm という位置分解能の要求値を満たすことを確認した. このシミュレーションの結果, トラッカーの位置分解能として 1.7 mm という値を得た.

2019 年の 2 月にトラッカーの製作を開始し, 5 月にトラッカーは完成した. 完成後, MPPC のダークカウントを用いた接続試験および宇宙線を用いたシンチレータ光量試験を行った. その結果, まずダークカウントを用いた試験においては 4 チャンネルにおいて問題が発覚したが, すべてのチャンネルについて修復した. 一方, 宇宙線での試験においては 6 チャンネルで光量が著しく低いチャンネルが発見された. これらのチャンネルについては考察の結果, トラッカーの性能への影響は限定的であると考えられる. トラッカーは NINJA 実験のコミッションングのタイミングに合わせて, 10 月に J-PARC の NM 棟 B2 フロアにインストールされ 11 月にはビームデータ

取得を開始した。

ビームデータ取得と並行して 12 月 19 日までに取得されたビームデータの解析を行った。トラッカーでの陽子数あたりのイベント数の安定性を確認し、DAQ の健全性を確認した。EASIROC モジュールの ADC の機能を用いてトラッカーの各チャンネルのヒット数を確認し、off-axis の増大にともなったイベント数の変化やイベントレートを確かめた。また、EASIROC モジュールの multi hit TDC の機能を用いてビームのバンチ構造を確認し、8 バンチすべてのデータを取得していることを間接的に確認した。さらに、プロトンモジュールと Baby MIND のどちらでもヒットがあったようなスピルにおいてトラッカーにもヒットが存在するかを確認し、ヒットが存在する場合にはプロトンモジュールの再構成された飛跡の外挿からトラッカーでのヒット位置を予測した。予測されたトラッカーでのヒット位置と実際のシンチレータの位置の平均値との差をみたところ、0 に近い点にピークを持つ分布が得られた。加えてイベントディスプレイにより、トラッカーとプロトンモジュール、Baby MIND の飛跡が接続できていることを確認した。一方でトラッカーに予測されるヒットがない場合にはその原因を特定した。このようなトラッカーの inefficiency はほとんどすべて解析手法の改良によって回復可能であり、改良の後にトラッカーの検出効率として 99% という非常に高い値が期待されることを確認した。

今後は、2020 年 2 月のビーム終了にともない検出器のアンインストールや原子核乾板の現像が行われる。現像・スキャンにより得られた原子核乾板内の飛跡情報とトラッカーを用いた飛跡接続をもとに、高い位置分解能を生かしたニュートリノ反応の精密測定を実現し、T2K 実験における系統誤差を削減する。

謝辞

修士課程の2年間、本研究を遂行するにあたって多くの方にご支援、ご協力いただきました。この場を借りてお礼申し上げます。

まず、指導教員の中家剛教授にはこのような検出器開発の機会をいただいただけではなく、研究計画の内容や実際の検出器製作におけるものの見方、考え方など数多くのことをご指導いただきました。右も左も分からないままトラックの開発を始めた私が、物理ランまでにトラックを完成させることができたのは中家さんのおかげです。ありがとうございます。

次に、副指導教員の木河達也助教にお礼申し上げます。研究を開始した段階では手も足も出なかった私にトラックのデザインやシミュレーションなどにおけるツールの使い方や、ハードウェア作業での気をつける点など多くのことを教えていただきました。また、本論文を含め多くの書類の添削・コメントをしていただき感謝の念に堪えません。

また、市川温子准教授にもお礼申し上げます。2回生の途中でT2K実験のスポークスパーソンになられた市川さんは、お忙しい中でも学生の進捗状況に気を配られていて、私も多くのコメントをいただきました。

平本綾美さんに感謝します。もうひとりの副指導教員といっても過言ではない平本さんにはNINJA実験のトラックの先駆者として、多くのアドバイスをいただきました。トラックの製作から解析にいたるまで多くの場面で質問・相談に伺いましたが、そのたびに親切にお答えいただきました。本研究は先人たる平本さんの経験抜きでは成り立たなかったと思います。

名古屋大学の福田努特任助教にはNINJA実験の基礎から教えていただいただけではなく、ハードウェアの楽しさや難しさを教えていただきました。その場の状況に応じて素早く解決策を考え試してみるという試行錯誤の過程は、NINJA実験を遂行する上で必要不可欠であり、その重要性に気づけたのは福田さんのおかげです。

NINJA実験のメンバーであり、検出器インストールをともに行った同志である名古屋大学の鈴木さん、河原さん、高尾くん、東邦大学の水野くんにも感謝します。一人一検出器担当という非常にプレッシャーのかかる状況でも、ときに叫び、ときに笑いながら過ごせたのはみなさんと東海村にいたからといっても決して大げさではないと思います。特に鈴木さんには研究の序盤から先輩として様々な相談に乗っていただきました。今後ともよろしく願いいたします。

トラック製作を手伝っていただいた芦田さん、Aliさん、安留さん、栗林くんにもお礼申し上げます。当初は2月に始めて4月に完成しなくてはならないという非常に厳しい予定の中、ファイバー接着や反射材塗布などを期日までに完遂できたのは皆様のご協力のおかげです。また、芦田さんには数多くの研究内容・研究に対する姿勢に関するアドバイスを、安留さんには飛跡接続に必要な不可欠なプロトンモジュール、Baby MINDのデータを頂きました。こちらに関しても重ねて感謝申し上げます。

トラック製作に関して、高エネルギー加速器研究機構の塚本さんにはJ-PARCの作業場所の確保の仕方や使い方などいろいろなことを教えていただきました。ご迷惑をおかけしたことも多々

ありましたが多くの便宜を図っていただきましたこと、この場を借りてお礼申し上げます。

また、株式会社常磐、日鈴工業株式会社の皆様には感謝申し上げます。トラックの固定具に関して多くの要望を聞いていただき完成にこぎつけました。

高エネルギー物理学研究室秘書の関口さんには矢継早にたくさんの物品を購入しご迷惑をおかけした際にも丁寧に対応していただきました。

東海での生活において何度もお世話になった T2K 実験、NINJA 実験のメンバーのみなさんにもこの場を借りて感謝申し上げます。

また、2 回生になってからはほとんど京都に帰ることができませんでしたが、高エネルギー物理学研究室の皆様とは物理に関する議論や研究報告、その他日常生活に関する雑談を含め楽しく研究生活を送ることができました。特に、同期の阿部くん、池満くん、栗林くん、田島くん、羽田野くん、三野くんとは2年間ともに学ぶことができてほんとうに良かったと思います。

最後になりますが、常にわたしを遠くから見守り、応援してくれている両親に深く感謝します。

表 目 次

| | | |
|-----|---|-----|
| 1.1 | ニュートリノ振動パラメータの測定値の best-fit | 5 |
| 2.1 | J-PARC MR の陽子ビームのパラメータ | 7 |
| 2.2 | T2K 実験におけるニュートリノ振動パラメータの測定値の best-fit | 14 |
| 2.3 | T2K 実験における系統誤差の一覧 | 15 |
| 3.1 | NINJA 実験の経過 | 30 |
| 4.1 | Kuraray Y-11 (200) の基本仕様 | 40 |
| 4.2 | MPPC の基本仕様 | 42 |
| 6.1 | ダークカウントを用いた接続確認において問題があったチャンネルと原因 | 75 |
| 7.1 | コミッショニングおよび物理ランで用いた NIM モジュール | 82 |
| 8.1 | 解析に用いたトラッカーのデータセット | 88 |
| 8.2 | ミスマッチイベント | 99 |
| 9.1 | NINJA 実験物理ランの今後の予定 | 103 |

目 次

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | スーパーカミオカンデで観測された大気ニュートリノの天頂角分布 | 3 |
| 1.2 | OPERA 実験によって初観測された ν_τ 出現事象候補 | 4 |
| 1.3 | ニュートリノ質量固有状態の順序 | 5 |
| 2.1 | T2K 実験の概要図 | 6 |
| 2.2 | J-PARC の加速器群 | 7 |
| 2.3 | T2K ニュートリノビームラインの概要 | 8 |
| 2.4 | Off-axis 法によって得られるニュートリノビームのエネルギースペクトラム | 9 |
| 2.5 | T2K 実験前置検出器ホール概略図 | 10 |
| 2.6 | T2K 前置検出器 | 10 |
| 2.7 | MUMON および INGRID で測定されたニュートリノビームの方向 | 11 |
| 2.8 | WAGASCI 実験 | 11 |
| 2.9 | SK 内部の写真 | 12 |
| 2.10 | SK における PID | 13 |
| 2.11 | T2K 実験の P. O. T. とビーム強度 | 14 |
| 2.12 | T2K 実験における δ_{CP} と混合角の測定結果 | 16 |
| 2.13 | T2K 実験におけるニュートリノエネルギースペクトル | 17 |
| 3.1 | CCQE 反応 | 18 |
| 3.2 | ニュートリノ反応断面積 | 19 |
| 3.3 | MiniBooNE と NOMAD, LSND の CCQE 反応測定結果 | 21 |
| 3.4 | 2p2h 反応 | 22 |
| 3.5 | 2p2h のモデルによる違い | 22 |
| 3.6 | NINJA と ND280 が検出できる陽子の運動量閾値 | 23 |
| 3.7 | 原子核乾板の顕微鏡写真 | 24 |
| 3.8 | NINJA 実験における検出器の位置関係 | 24 |
| 3.9 | NINJA 実験における ECC の構造 | 25 |
| 3.10 | 原子核乾板フィルムの構造 | 26 |
| 3.11 | NINJA 実験における水 ECC の写真 | 27 |
| 3.12 | NINJA 実験における運動量測定 | 27 |
| 3.13 | Baby MIND の外観 | 28 |
| 3.14 | シフターの外観と構造 | 29 |
| 3.15 | 物理ランにおける検出器配置 | 31 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.1 | Run8 の CS における位置・角度分布 | 33 |
| 4.2 | Run8 CS データから計算された位置分解能要求値 | 35 |
| 4.3 | 物理ランの検出器配置の top view | 36 |
| 4.4 | トラックのデザイン | 37 |
| 4.5 | WAGASCI シンチレータ | 38 |
| 4.6 | 波長変換ファイバーにおける全反射の様子 | 39 |
| 4.7 | 波長変換ファイバー Y-11 の写真 | 39 |
| 4.8 | 波長変換ファイバーの吸収・発光波長のスペクトル | 40 |
| 4.9 | MPPC のピクセルの写真 | 41 |
| 4.10 | MPPC の写真 | 42 |
| 4.11 | MPPC からの信号の ADC 分布 | 42 |
| 4.12 | EASIROC モジュールの外観 | 43 |
| 4.13 | EASIROC チップの回路概念図 | 44 |
| 4.14 | EASIROC におけるピークホールド | 45 |
| 4.15 | シンチレータを接着するための PVC 固定具 | 46 |
| 4.16 | MPPC を固定するための機構 | 47 |
| 4.17 | 3次元 CAD によるトラックのイメージ | 48 |
| 4.18 | GOMI コネクタ | 48 |
| 4.19 | PCB コネクタ | 49 |
| 4.20 | 同軸ケーブルとフラットケーブル | 49 |
| 4.21 | トラックに用いたケーブル変換基板 | 50 |
| 4.22 | Low-pass フィルターの回路図と写真 | 51 |
| 4.23 | MPPC 測定のセットアップ写真 | 51 |
| 4.24 | MPPC 測定のセットアップ | 52 |
| 4.25 | ゲイン測定におけるダブルガウシアンへのフィッティング | 53 |
| 4.26 | LED を照射していない MPPC の ADC 分布 | 54 |
| 4.27 | シンチレータのクロストーク測定におけるシンチレータの配置 | 55 |
| 4.28 | シンチレータのクロストーク測定セットアップの写真 | 55 |
| 4.29 | シンチレータのクロストーク測定セットアップ | 56 |
| 4.30 | ブラックシートあり/なしでの光量分布 | 57 |
| 5.1 | トラックの位置分解能評価のための Geant4 におけるセットアップ | 59 |
| 5.2 | シミュレーションにおける位置再構成 | 60 |
| 5.3 | 水標的における ν_μ の CC 反応によるミューオンのみを Geant4 で生成した際のトラックの位置分解能評価 | 61 |
| 5.4 | 水標的における全荷電粒子を追跡した際のトラックの位置分解能評価 | 62 |
| 5.5 | 水標的における全荷電粒子を追跡した際のクラスターのヒット数の影響 | 62 |
| 5.6 | 水標的の場合のニュートリノ反応点の z 座標と Δy の二次元分布 | 63 |
| 5.7 | 多ヒットクラスターのイメージ | 63 |
| 5.8 | 空気標的におけるミューオンのみを追跡した際のトラックの位置分解能評価 | 64 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.9 | 空気標的の場合のニュートリノ反応点の z 座標と Δy の二次元分布 | 65 |
| 5.10 | シミュレーション内における ECC 検出器の構造 | 66 |
| 5.11 | シミュレーション内における NINJA 実験の検出器 | 66 |
| 6.1 | ファイバーカット | 67 |
| 6.2 | ファイバー接着 | 68 |
| 6.3 | ファイバー接着用セットアップ | 68 |
| 6.4 | 反射材塗布 | 69 |
| 6.5 | ファイバー保管用遮光ラック | 69 |
| 6.6 | GOMI コネクタ装着 | 69 |
| 6.7 | ファイバー端研磨 | 70 |
| 6.8 | 完成したシンチレータ | 70 |
| 6.9 | ブラックシートの接着 | 71 |
| 6.10 | PVC 固定具に接着されたシンチレータ | 71 |
| 6.11 | シンチレータの仮止め | 72 |
| 6.12 | ブラックシートの切断 | 72 |
| 6.13 | MPPC 固定用板への固定 | 73 |
| 6.14 | 同軸ケーブルの GOMI コネクタへの接続 | 73 |
| 6.15 | 同軸ケーブルのアルミフレームへの固定 | 74 |
| 6.16 | 完成したトラッカー | 74 |
| 6.17 | トラッカーに貼り付ける SS 用のアクリル板 | 75 |
| 6.18 | ダークカウントへのダブルガウシアンフィット | 76 |
| 6.19 | トラッカー制作後の MPPC の calibration constant | 77 |
| 6.20 | MIP 領域へのランダウフィット | 77 |
| 6.21 | MIP に対するシンチレータの光量 | 78 |
| 6.22 | 宇宙線による試験で得られた ADC 分布 | 79 |
| 6.23 | あるチャンネルをマスクした際のトラッカーデザインへの影響 | 79 |
| 6.24 | Y 層に宇宙線が入射したイベントディスプレイ | 80 |
| 7.1 | NA から B2 へのトラッカー運搬 | 81 |
| 7.2 | トラッカーのインストール | 82 |
| 7.3 | トラッカーインストールの topview | 83 |
| 7.4 | コミッショニングにおける DAQ エレクトロニクス回路 | 84 |
| 8.1 | S 曲線 | 87 |
| 8.2 | インストールされた NINJA 検出器 | 88 |
| 8.3 | 物理ランにおける DAQ システム | 89 |
| 8.4 | ビーム由来の信号があった場合の DAQ の信号のタイミング | 90 |
| 8.5 | トラッカーのデータ取得時間とビームグループによって記録されている時間 | 91 |
| 8.6 | P. O. T. あたりのトラッカーのイベント数 | 91 |
| 8.7 | P. O. T. あたりの INGRID のサンドミューオン数 | 92 |

| | | |
|------|--|-----|
| 8.8 | MIP の低いテール部分を用いたピークサーチ | 93 |
| 8.9 | MIP の低いテール部分を用いた直線フィッティング | 93 |
| 8.10 | 各チャンネルで閾値を超えたイベント数 | 94 |
| 8.11 | Off-axis によるニュートリノフラックスの違い | 95 |
| 8.12 | トラッカーで閾値を超えたチャンネル数の分布 | 96 |
| 8.13 | Multi hit TDC の leading time の分布 | 96 |
| 8.14 | Multi hit TDC がすべてのバンチを覆っていることを確認するプロット | 98 |
| 8.15 | トラッカーと Baby MIND, プロトンモジュールのイベントディスプレイ | 101 |
| 8.16 | 時刻同期のずれによってマッチしなかったイベント | 102 |
| 8.17 | トラッカーのシンチレータの位置の平均とプロトンモジュールから外挿された位置 の差 | 102 |
| 9.1 | トラッカーにおけるミューオンライクなクラスターの光量と, そうでないクラス ターの光量 | 104 |
| 9.2 | NINJA 実験で期待されるニュートリノイベント数 | 105 |
| 9.3 | NINJA 実験で期待される $CC0\pi2p$ イベント数 | 105 |
| 9.4 | NINJA 実験で期待される $CC0\pi2p$ イベントでの 2 本の陽子のなす角度 | 106 |
| 9.5 | 運動量閾値を上げた際の $CC0\pi2p$ イベントでの 2 本の陽子のなす角度 | 106 |
| 9.6 | NEUT の $2p2h$ イベントにおける運動量検出閾値と 2 本の陽子の間の角度の関係 | 107 |

参考文献

- [1] W. Pauli, "Dear radioactive ladies and gentlemen", Phys. Today 31N9, 27 (1978)
- [2] F. Reines, C. L. Cowan et al., "Detection of the free antineutrino" Phys. Rev. 117 (1960)
- [3] G. Danby et al., "Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos", Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962)
- [4] S. Schael et al. [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD Collaborations and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group], "Precision electroweak measurements on the Z resonance", Phys. Rept. 427, 257 (2006)
- [5] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, "Remarks on the Unified Model of Elementary Particles", Prog. Theor. Phys., 28, 870 (1962)
- [6] R. Davis et al., "Search for Neutrinos from the Sun", Phys. Rev. Lett. 20, 1205 (1968)
- [7] Y. Fukuda et al., "Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande", Phys. Rev. Lett. 82, 2644 (1998)
- [8] S. N. Ahmed et al. [The SNO Collaboration], "Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity", Phys. Rev. Lett. 92, 181301 (2004)
- [9] M. H. Ahn et al. [The K2K Collaboration], "Indications of Neutrino Oscillation in a 250 km Long-baseline Experiment", Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2003)
- [10] N. Agafonova et al. [OPERA Collaboration], "Final Results of the OPERA Experiment on ν_τ Appearance in the CNGS Neutrino Beam", Phys. Rev. Lett. 120, 211801 (2018), Erratum: Phys. Rev. Lett. 121, 139901 (2018)
- [11] F. Capozzi et al., "Global constraints on absolute neutrino masses and their ordering", Phys. Rev. D 95, 096014 (2017)
- [12] M. Tanabashi et al. [Particle Data Group], Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) and 2019 update
- [13] N. Agafonova et al. [OPERA Collaboration], "Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam", Phys. Lett. B 691, 138 (2010)
- [14] K. Abe et al. [T2K Collaboration], "First Muon-Neutrino Disappearance Study with an Off-Axis Beam", Phys. Rev. D 85, 031103(R) (2012)

-
- [15] S. Pascoli, S. T. Petcov, and A. Riotto, "Leptogenesis and Low Energy CP Violation in Neutrino Physics", Nucl. Phys. B 774, 1 (2007)
- [16] O. Mena and S. Parke, "Unified Graphical Summary of Neutrino Mixing Parameters", Phys. Rev. D 69, 117301 (2003)
- [17] <http://j-parc.jp/Acc/ja/index.html>
- [18] K. Matsuoka et al., "Design and performance of the muon monitor for the T2K neutrino oscillation experiment", Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 624, 591 (2010)
- [19] K. Abe et al. [T2K Collaboration], "Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector", Nucl. Instrum. Meth. A 694, 211 (2012)
- [20] S. Assylbekov et al., "The T2K ND280 Off-Axis Pi-Zero Detector", Nucl. Instrum. Meth. A 686, 48 (2012)
- [21] P. A. Amaudruz et al., "The T2K fine-grained detectors", Nucl. Instrum. Meth. A 696, 1 (2012)
- [22] N. Abgrall et al., "Time projection chambers for the T2K near detectors", Nucl. Instrum. Meth. A 637.1, 25 (2011)
- [23] D. Allan et al., "The electromagnetic calorimeter for the T2K near detector ND280", J. Instrum. 8.10, 10019 (2013)
- [24] S. Aoki et al., "The T2K side muon range detector (SMRD)", Nucl. Instrum. Meth. A 698, 135 (2013)
- [25] K. Abe et al., "T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report", <https://arxiv.org/abs/1901.03750> (2019)
- [26] Y. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], "The Super-Kamiokande detector", Nucl. Instrum. Meth. A 501, 418 (2003)
- [27] K. Abe et al. [T2K Collaboration], "Constraint on the Matter-Antimatter Symmetry-Violating Phase in Neutrino Oscillations", <https://arxiv.org/abs/1910.03887> (2019)
- [28] K. Abe et al., "J-PARC Neutrino Beamline Upgrade Technical Design Report", <https://arxiv.org/abs/1908.05141> (2019)
- [29] K. Abe et al. [Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration], "Hyper Kamiokande Design Report", <https://arxiv.org/abs/1805.04163> (2018)
- [30] M. Friend for the T2K Collaboration, "Updated Results from the T2K Experiment with 3.13×10^{21} Protons on Target", KEK セミナーで公表 (2019)

-
- [31] J. A. Formaggio and G. P. Zeller, "From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales", *Rev. Mod. Phys.* 84, 1307 (2012)
- [32] A. Aguilar et al. [MiniBooNE Collaboration], "First Measurement of the Muon Neutrino Charged Current Quasielastic Double Differential Cross Section", *Phys. Rev. D* 81, 092005 (2010)
- [33] A. Gil, J. Nieves, and E. Oset, "Many Body approach to the inclusive (e, e') reaction from the quasielastic to the Δ excitation region", *Nucl. Phys. A* 627, 543 (1997)
- [34] J. Nieves, I. R. Simo, and M. J. V. Vacas, "Inclusive charged-current neutrino-nucleus reactions", *Phys. Rev. C* 83.4, 045501 (2011)
- [35] M. Martini et al., "Neutrino and antineutrino quasielastic interactions with nuclei", *Phys. Rev. C* 81.4, 045502 (2010)
- [36] A. Aguilar et al. [MiniBooNE Collaboration], "Significant Excess of ElectronLike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment", *Phys. Rev. Lett.* 121, 221801 (2018)
- [37] A. Aguilar et al. [LSND Collaboration], "Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam", *Phys. Rev. D* 64, 112007 (2001)
- [38] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occheialini, and C. F. Powell, "Processes Involving Charged Mesons", *Nature* 159, 694 (1947)
- [39] K. Kodama et al. [DONUT Collaboration], "Observation of tau neutrino interactions", *Phys. Lett. B* 504, 218 (2001)
- [40] 平本綾美, "ニュートリノ反応測定実験に用いる高位置分解能 Scintillating Fiber Tracker の開発", 京都大学修士論文 (2017)
- [41] K. Kodama et al., "Momentum measurement of secondary particle by multiple Coulomb scattering with emulsion cloud chamber in DONuT experiment", *Nucl. Instrum. Meth. A* 574, 192 (2007)
- [42] N. Agafonova et al. [OPERA Collaboration], "Momentum measurement by the multiple Coulomb scattering method in the OPERA lead-emulsion target", *New J. Phys.* 14, 013026 (2012)
- [43] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach", Springer (1987)
- [44] T. Toshito et al., "pi/p separation at 1.2-GeV/c by an emulsion cloud chamber", *Nucl. Instrum. Meth. A* 516, 436 (2004)
- [45] OPERA Public Note, No. 179 (2015)

-
- [46] 福田努, ”長基線ニュートリノ振動実験 OPERA での dE/dx 測定による π/μ 粒子識別法の研究”, 名古屋大学修士論文 (2006)
- [47] 安留健嗣, ”新検出器 Baby MIND を導入した T2K-WAGASCI 実験の最適化と解析アルゴリズムの構築”, 京都大学修士論文 (2018)
- [48] K. Yamada et al., ”First demonstration of an emulsion multi-stage shifter for accelerator neutrino experiments in J-PARC T60”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 063H02, (2017)
- [49] 鈴木陽介, ”原子核乾板を用いた水標的ニュートリノ反応検出器の開発及び解析手法の確立”, 名古屋大学修士論文 (2019)
- [50] T. Fukuda et al., ”First neutrino event detection with nuclear emulsion at J-PARC neutrino beamline”, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 063C02, (2017)
- [51] 吉田健人, ”三次元格子構造を持つ新型ニュートリノ検出器 WAGASCI の開発”, 京都大学修士論文 (2015)
- [52] Kuraray, ”Plastic Scintillating Fibers”
- [53] Riku Tamura, ”Construction and performance of a neutrino detector for neutrino-nucleus interaction cross-section measurements (ニュートリノ-原子核反応断面積測定のためのニュートリノ検出器の構成と性能)”, 東京大学修士論文 (2018)
- [54] <http://openit.kek.jp/project/MPPC-Readout-Module/public/MPPC-Readout-Module>
- [55] Omega 社 EASIROC Data sheet
- [56] K. Abe et al. [T2K Collaboration], ”T2K neutrino flux prediction”, *Phys. Rev. D* 87, 012001 (2013)
- [57] Y. Hayato, ”Neut”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 112, 171 (2002)
- [58] S. Agostinelli et al., ”Geant4—a simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 506, 250 (2003)